

УДК 539.122

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 10 ГэВ ЧЕРЕЗ МОНОКРИСТАЛЛЫ

*Э. Н. Цыганов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Описана установка для исследования характеристик излучения электронов и позитронов высоких энергий. Установка «Кристалл» была создана в ИФВЭ в 1980 г. Она обеспечивала разрешение по углу входа частиц в кристалл около 6 мкрад, по углу выхода — 30 мкрад, для части событий измерялись углы вылета  $\gamma$ -квантов с точностью около 4 мкрад. В качестве мишеней использовались бездислокационные монокристаллы.

В исследованиях, выполненных на установке, получена экспериментальная информация об излучении, возникающем в процессах осевого и плоскостного каналирования электронов и позитронов с энергией 10 ГэВ в монокристаллах кремния и германия. Приведены характеристики электромагнитного излучения для различных углов входа в кристалл, а также данные, характеризующие потери энергии на излучение. Впервые измерены угловые характеристики излучения.

В работе представлены также данные по исследованию когерентного тормозного излучения релятивистских электронов и позитронов в тонких монокристаллах кремния.

An experimental setup is described which is designed to investigate the characteristics of the radiation of high energy electrons and positrons. The setup «Crystal» was installed at ITEP in 1980. It provides resolution of 6 microradian on the angle of incoming particles and of 30 microradian on the angle of outgoing particles. For a fraction of events gamma rays were detected and the emission angles were measured with an accuracy of about 4 microradian. Dislocation-free Si single crystals were used as targets.

Experimental information on the radiation arising from the axial and planar channeling of 10 GeV electrons and positrons in Si and Ge single crystals has been obtained. The characteristics of electromagnetic radiation for various angles of entry into a crystal and the data on the total energy losses are presented. For the first time the angular dependence of the radiation was obtained.

Data on the study of the coherent bremsstrahlung of relativistic electrons and positrons in thin Si single crystals are also presented.

## ВВЕДЕНИЕ

Как известно, источники интенсивного  $\gamma$ -излучения от ультрафиолетового до жесткого рентгеновского диапазона находят широкое практическое применение. К ним относятся излучение Вавилова — Черенкова, излучение в искусственных периодических структурах, тормозное излучение и др.

Особый интерес представляет излучение, возникающее в процессе каналирования легких частиц в монокристаллах. Теоретически существование и характерные свойства этого излучения, такие, как высокая спектральная плотность и узкая угловая направленность, были предсказаны М. А. Кумаховым в 1976 г. [1]. К моменту подготовки нашего эксперимента излучение еще не было открыто, но уже в 1979 г. этот эффект впервые наблюдался в СЛАН [2].

Исследованию эффекта каналирования посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ. Первые экспериментальные работы по исследованию процессов каналирования были выполнены при сравнительно небольших энергиях, порядка нескольких мегаэлектрон-вольт. В настоящее время появилось много экспериментальных и теоретических работ по каналированию при высоких энергиях. Как оказалось, в соответствии с предсказаниями Линдхарда, по мере увеличения энергии применение классической механики для описания процесса каналирования становится все более корректным. При энергиях электронов 1—10 ГэВ классическое описание характера их движения является достаточно точным.

Основные выводы современной теории сводятся к следующему. Легкие заряженные частицы относительно долгое время движутся вдоль каналов, образованных кристаллическими плоскостями или осями. При этом происходят спонтанные радиационные переходы между уровнями поперечной энергии, а релятивистские эффекты играют двоякую роль. Релятивистское возрастание массы частиц приводит к уменьшению разности соседних уровней поперечной энергии, т. е. частоты поперечных колебаний, тогда как эффект Доплера приводит к тому, что энергия излучаемого фотона значительно превосходит энергию переходов между уровнями поперечной энергии, а также к концентрации интенсивности излучения в направлении продольного движения.

Интенсивность этого излучения максимальна при условии каналирования.

Как уже отмечалось выше, первые экспериментальные исследования в этой области при высоких энергиях были выполнены в СЛАН, затем в Томске и Ереване. Интенсивность излучения в экспериментах СЛАН оказалась существенно ниже теоретически предсказанной. Эксперименты в Томске и Ереване, выполненные в 1979 г., свидетельствовали о высокой интенсивности излучения в потенциалах кристаллографических осей и плоскостей, однако оказались недостаточно прецизионными.

Новизна нашей работы заключается в том, что впервые эксперимент был поставлен с привлечением современной электронной методики физики высоких энергий. Это позволило впервые детально исследовать спектральные характеристики излучения для различных диапазонов углов входа электронов и позитронов в кристалл внутри критического угла каналирования. Впервые исследовались угловые характеристики излучаемых  $\gamma$ -квантов. Впервые детально исследованы свойства излучения, возникающего при плоскостном каналировании ультрарелятивистских электронов.

Результаты наших исследований опубликованы в [3—22].

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для исследования характеристик излучения при каналировании электронов и позитронов высоких энергий в 1980 г. в ИФВЭ была создана установка «Кристалл». Основой для ее создания послужила аппаратура, с помощью которой был поставлен эксперимент по отклонению частиц изогнутыми монокристаллами. Эта аппаратура была существенно модифицирована и дополнена.

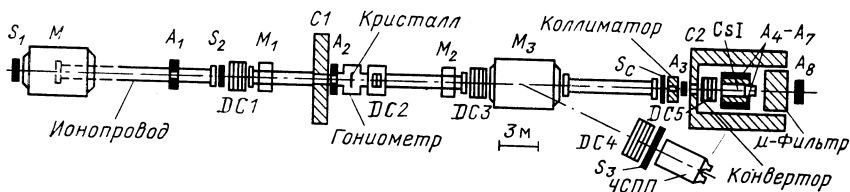


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

$S_1, S_2, S_3, A_1-A_8$ —сцинтилляционные счетчики;  $DC_1-DC_5$ —блоки дрейфовых камер. ЧСПП—черенковский счетчик полного поглощения с радиатором из свинцового стекла; CsI(Tl)—гамма-спектрометр на основе монокристалла цезий-йод;  $C_1, C_2$ —коллиматоры;  $M_1, M_2, M_3$ —отклоняющие магниты

Схема установки «Кристалл» приведена на рис. 1. Пучок электронов (позитронов) падал на монокристаллическую мишень, размещенную в дистанционно управляемом гониометре. Для определения траектории частицы до и после мишени использовалась система дрейфовых камер, сгруппированных в трех блоках. Четвертый блок дрейфовых камер служил для определения траектории частицы после анализирующего магнита. Гамма-кванты, испускаемые в мишени, регистрировались детектором на основе сцинтиллирующего кристалла CsI (Tl), окруженного свинцовой защитой и системой счетчиков антисовпадений. Углы вылета  $\gamma$ -квантов измерялись с помощью блока дрейфовых камер со встроенным конвертором, расположенного непосредственно перед радиатором гамма-спектрометра. Для идентификации вторичных электронов (позитронов) использовались ливневые черенковские счетчики из свинцового стекла, перекрывающие диапазон импульсов от 5 до 10 ГэВ/с. Установка запускалась

системой счетчиков совпадений и антисовпадений и работала на линии с ЭВМ ЕС-1040.

Исследования проводились на пучке электронов и позитронов. Источником электронов и позитронов являлся конвертор, расположенный вне магнитного поля ускорителя на направлении с углом около  $2,5^\circ$  по отношению к первичному пучку протонов. Электроны (позитроны), образованные в конверторе, заворачивались в канал с помощью импульсного магнита. Примесь адронов в пучках электронов и позитронов не превышала 1%. Эти пучки имели близкие характеристики, и переход с одного вида частиц на другой не требовал большого расхода времени. Интенсивность пучков при энергии 10 ГэВ составляла около  $10^5$  частиц за цикл ускорителя при интенсивности протонов, сбрасываемых на мишень, около  $10^{12}$ . Импульсное разделение пучков имело среднеквадратичный разброс около 130 МэВ/с. В районе кристалла пучок имел среднеквадратичную угловую расходимость около  $\pm 1$  мрад, и его размер составлял около 20 мм (полная ширина на половине высоты). Настройка и контроль за параметрами пучков осуществлялись с помощью экспериментальной установки «Кристалл». Восстановление траекторий частиц с использованием дрейфовых камер позволяло получать профиль пучка и его угловые характеристики.

Для исследования энергетических характеристик излучения, возникающего в монокристаллах, служил гамма-спектрометр CsI (Tl). Для получения с его помощью истинных энергетических спектров необходимо иметь только однократные акты излучения, т. е. вероятность испускания  $\gamma$ -кванта из мишени должна быть много меньше единицы. Для этого необходимо использовать образцы кристаллов толщиной не более 100 мкм.

При прохождении частицы через установку наряду с исследуемым излучением возникает фоновое тормозное излучение в веществе установки (сцинтилляционные счетчики, майларовые окна ионопровода, модули дрейфовых камер и т. д.). Интенсивность тормозного излучения из монокристалла кремния толщиной 100 мкм, ориентированного случайным образом, составляла бы не более 2% интенсивности фонового излучения в веществе установки. Ясно, что оптимизация фоновых условий в эксперименте является серьезным вопросом, и уменьшение вещества было первым шагом его решения. Было минимизировано вещество сцинтилляционных счетчиков и майларовых окон ионопровода. Весь тракт пучка в установке, общая длина которой около 70 м, вакуумировался, исключая сцинтилляционный счетчик  $S_2$ , модули дрейфовых камер и спектрометр вторичных частиц. Дрейфовая камера DC2 работала при пониженном давлении, и все ее проволоки были вынесены из рабочей области. Суммарное количество вещества в установке после минимизации составляло около  $5 \cdot 10^{-2}$  радиационных длин. Для того чтобы фоновое излучение в счетчике  $S_1$  и входном окне ионопровода не попадало в апертуру гамма-спектрометра, счетчик размещался перед

раздаточным магнитом  $M$ , а ионопровод начинался в середине этого магнита. Фоновые измерения показали, что основной вклад в оставшийся фон дает излучение в счетчике  $S_2$  и модулях дрейфовых камер  $DC1$  и  $DC3$ . Для дальнейшего уменьшения фона использовались очищающие магниты. Поскольку  $\gamma$ -кванты излучаются в узком угловом диапазоне относительно заряженной частицы, то с помощью магнитов можно пространственно разделить излучение, образующееся до и после кристалла. Использование магнита  $M_1$  после первого блока камер с углом отклонения 3 мрад и магнита  $M_2$  перед третьим блоком камер с углом отклонения 5 мрад позволило резко уменьшить фон. При этом в рабочую апертуру гамма-спектрометра попадало около 1% фона, обусловленного веществом установки, что оказалось вполне приемлемым.

В качестве координатных детекторов использовались дрейфовые камеры, расположенные в пяти блоках.  $DC1$ ,  $DC3$  и  $DC4$  содержат по  $4X$ - и  $4Y$ -плоскости. Дрейфовые плоскости в блоках  $DC1$  и  $DC3$  имеют размеры  $12,5 \times 12,5$  см, а в блоке  $DC4$  —  $25 \times 25$  см. Сигнальные проволочки диаметром 20 мкм из золоченого вольфрама намотаны с шагом 42 мм так, что максимальная длина дрейфового промежутка составляет 21 мм. В качестве рабочего газа использовалась смесь 67,2% аргона + 30,3% изобутана + 2,5% паров метилала. Сигналы с проволочек поступали на усилитель-дискриминатор, имевший порог срабатывания около 2 мкА. Камеры вместе с усилителями были помещены в экранирующие термостабилизированные боксы.

Дрейфовая камера низкого давления  $DC2$ , состоящая из  $2X$ - и  $2Y$ -плоскостей, была разработана специально для настоящего эксперимента. Использование стандартного блока дрейфовых камер в месте расположения  $DC2$  было нежелательно из-за большого многократного рассеяния — порядка 100 мкрад. Для сравнения отметим, что критический угол каналирования положительно заряженных частиц при энергии 10 ГэВ для плоскости (110) составляет около 65 мкрад. Кроме этого, как отмечалось выше, было необходимо минимизировать фон, возникающий в веществе этого детектора.

Уменьшение вещества в камере  $DC2$  произведено за счет минимизации толщины майларовых окон, вынесения всех проволочек из рабочей области и снижения давления газа. Камера расположена непосредственно после гониометра и вмонтирована в ионопровод установки. Ее газовый объем ограничивается майларовыми окнами толщиной 12 мкм. Конструкция камеры устраняла лево-правую неоднозначность в определении координат. Имелась возможность по сумме времен дрейфа с двух плоскостей исключать ложные треки. Каждая плоскость камеры была разделена на два дрейфовых промежутка протяженностью 5 мм, сигналы с двух проволочек одной плоскости суммировались. Рабочая область камеры имела размеры  $10 \times 10$  мм. Камера была собрана из стеклотекстолитовых рамок с внутренним окном  $80 \times 80$  мм. Газовая смесь состояла из 62%

аргона, 28% изобутана и 10% паров метилала. Давление рабочего газа в процессе эксперимента было равно 250 мм рт. ст., при этом количество вещества в камере вдоль пучка составляло около  $5 \cdot 10^{-4}$  рад. ед. длины. Для регистрации сигналов с камеры использовался усилитель-дискриминатор, имеющий порог около 0,5 мкА, размещенный в экранирующем боксе.

Дрейфовые камеры *DC1*, *DC2* и *DC3* служили для определения траекторий электронов (позитронов) до и после мишени. Суммарная погрешность блока обычных камер (из четырех плоскостей) составляла около 50 мкм, погрешность блока дрейфовых камер низкого давления (из двух плоскостей) — около 90 мкм. Это обеспечивало разрешение по углу входа в проекции около 6 мкрад, а по углу выхода с учетом многократного рассеяния в *DC2* — около 30 мкрад. Оценки показывают, что разрешение установки по углу рассеяния в одной проекции должно составлять около 35 мкрад. Среднеквадратичное отклонение углов рассеяния в сеансе без мишени составляло 33 мкрад, что соответствует приведенным оценкам.

Четвертый блок дрейфовых камер *DC4* использовался для измерения импульса вторичных частиц с погрешностью меньше, чем  $\pm 1\%$ , что определялось однородностью поля анализирующего магнита и точностью магнитных измерений.

Пятый блок дрейфовых камер *DC5* со встроенным конвертором служил для измерения углов вылета  $\gamma$ -квантов из кристалла по восстановленной координате вершины электрон-позитронной пары.

Блок *DC5* состоял из трех дрейфовых плоскостей, аналогичных плоскостям в *DC1* и *DC3*, в которых были задействованы две, три и четыре сигнальные проволоочки соответственно. Для минимизации погрешности восстановления точки конверсии  $\gamma$ -кванта конвертор был максимально приближен к катодной плоскости первого дрейфового промежутка. Конвертор выбирался достаточно тонким, чтобы не ухудшать энергетическое разрешение гамма-спектрометра и предотвратить развитие электромагнитного ливня, что увеличивает координатную погрешность прибора. Использовался медный конвертор толщиной 0,064 радиационных длин.

Совместно с камерами *DC2* и *DC3* прибор обеспечивал измерение углов  $\gamma$ -квантов в *Y*-проекции с погрешностью около 4 мкрад.

Сигнал от сцинтилляционного счетчика  $S_2$ , сформированный усилителем-дискриминатором, по высокочастотному кабелю поступал в домик экспериментаторов, где еще раз генерировался. Кабель обеспечивал задержку около 400 нс, необходимую для выработки сигнала «Старт ВЦП». Сигналы от дрейфовых проволоочек поступали на вход «Стоп» времяцифровых преобразователей, имеющих цену отсчета 300 пс. В камерах *DC1—DC4* каждой сигнальной проволочке соответствовал свой канал ВЦП. В блоке дрейфовых камер *DC5*, где для регистрации электрон-позитронной пары требовалось обеспечить съем двух сигналов с каждой проволоочки, в тракт был добавлен специальный блок, выделяющий каждый второй импульс.

Таким образом, на каждую из проволочек было задействовано два канала ВЦП. Контроль каналов регистрирующей электроники и калибровка ВЦП осуществлялись с помощью сигналов «Тест», поступающих на входы усилителей сразу же после импульса ускорителя. При калибровке ВЦП сигналы «Тест» задерживались относительно стартового импульса. Различные длительности задержек задавались кварцевым генератором и подбирались таким образом, чтобы перекрыть рабочий диапазон преобразователей.

В качестве мишеней в эксперименте использовались бездислокационные монокристаллы кремния (число дислокаций не превышает  $10 \text{ см}^{-2}$ ). Кристаллы были разрезаны перпендикулярно исследуемым кристаллографическим осям с точностью около  $0,2^\circ$  и выполнены в виде дисков толщиной 0,5 мм и более. Для получения тонких мишеней центральная часть образца диаметром 18 мм вытравливалась до нужных размеров. Минимальная толщина мишени составляла 20 мкм, а самый толстый из исследуемых образцов имел толщину 10 мм. Монокристаллы крепились в обойму, позволяющую одновременно устанавливать до четырех различных образцов. Обойма размещалась в гониометре и имела дистанционное управление. Каждый из образцов был вставлен в реперное кольцо, выполненное в виде полупроводникового детектора, сигналы с которого использовались при запуске установки для центровки кристаллов с помощью траекторий пучковых частиц. При предварительной юстировке плоская поверхность каждого кристалла с помощью отраженного лазерного луча выставлялась перпендикулярно оси пучка. Вращением кристалла в гониометре снималась ориентационная зависимость числа  $\gamma$ -квантов от угла поворота кристалла. Определение положения кристаллографических осей и плоскостей и их идентификация осуществлялись по пикам в указанной зависимости. Гониометрическая система позволяла дистанционно поворачивать кристалл вокруг двух взаимно перпендикулярных осей, цена отсчета составляла  $0,001^\circ$ .

Одной из основных задач эксперимента являлось исследование энергетических спектров  $\gamma$ -квантов, образующихся в кристалле при прохождении электронов и позитронов высоких энергий. Особенности этих спектров при энергии первичных частиц 10 ГэВ для режимов плоскостного каналирования должны лежать в области до 200 МэВ, а для осевого каналирования — до 1 ГэВ. Для спектрометрии  $\gamma$ -квантов в этом энергетическом диапазоне наиболее рациональным прибором является ливневый детектор на основе сцинтилирующего радиатора.

Детектор был выполнен на основе монокристалла CsI (Tl), имеющего форму цилиндра диаметром 150 и длиной вдоль пучка 230 мм. Плотность вещества монокристалла  $\rho = 4,51 \text{ г/см}^3$ , радиационная длина  $X_0 = 1,8 \text{ см}$ , радиатор просматривался одним фотоумножителем ФЭУ-49 с диаметром фотокатода 150 мм.

Спектрометр предназначался для работы в широком динамическом

диапазоне. Для получения хорошего разрешения в области низких энергий необходим полный сбор фотоэлектронов в фотоумножителе. При этих условиях в реальном эксперименте ток через фотоумножитель в обычном режиме ФЭУ был настолько велик, что возникала существенная нестабильность усиления ФЭУ, зависящая от загрузки детектора. Проблема была решена уменьшением коэффициента усиления ФЭУ с одновременным увеличением усиления спектрометрической электроники. Для сохранения эффективности сбора фотоэлектронов на первые электроды фотоумножителя подавались рекомендованные напряжения. Общее напряжение на делителе ФЭУ не превышало при этом 660 В. Таким образом была достигнута хорошая стабильность коэффициента усиления ФЭУ в условиях больших нагрузок.

Для достижения разрешения АЦП в области низких энергий  $\gamma$ -квантов (около 0,1 МэВ/отсчет) были использованы два тракта регистрации сигналов с ФЭУ. Тракт, в котором сигнал снимался с анода ФЭУ, обеспечивал измерение энергий примерно до 1 ГэВ. Динодный тракт, в котором сигнал снимался с последнего динода ФЭУ, имел рабочий диапазон до 10 ГэВ. Полный диапазон первого амплитудно-цифрового преобразователя анодного тракта соответствовал энергии 200 МэВ, поэтому для регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией 1 ГэВ сигнал далее делился в отношении 1 : 5 и поступал на второй амплитудно-цифровой преобразователь. Таким образом, регистрация  $\gamma$ -кванта производилась одновременно в трех диапазонах: 10—200; 10—1000; 10—10 000 МэВ с ценой отсчета около 0,1; 0,5; 5 МэВ соответственно. Для уменьшения разброса сигналов из-за дрейфа «нуля» производилось измерение «нулевого» потенциала спектрометрического анодного тракта за 4 мкс до рабочего сигнала.

Кроме тракта регистрации спектрометрических сигналов в системе съема информации с гамма-спектрометра был организован так называемый временной тракт, в котором сигнал с быстрого выхода анодного предусилителя преобразовывался в логический импульс. Этот импульс определял момент прохождения частицы через гамма-спектрометр. Регистрация момента времени осуществлялась с помощью специального ВЦП с ценой отсчета 20 нс в диапазоне  $\pm 5$  мкс относительно сигнала запуска установки. Временное разрешение тракта было не хуже 40 нс. Использование этой информации в последующем анализе данных позволило примерно в 100 раз уменьшить фон случайных событий.

Гамма-спектрометр, окруженный с четырех сторон сцинтилляционными счетчиками  $A_1 - A_4$ , размещался непосредственно после блока дрейфовых камер со встроенным конвертором DC5, перед которым располагался свинцовый коллиматор с апертурой  $80 \times 80$  мм. Счетчики окружения служили для отбраковки событий, в которых через радиатор спектрометра прошла фоновая заряженная частица. Сигналы с них, записываемые во входной регистр LATCN, при необходимости могли включаться на антисовпадение с основным сигналами.



лом запуска установки. Радиатор спектрометра был помещен в свинцовую «рубашку» с толщиной стенок 60 мм, которая поглощала частицы ливня, вышедшие за пределы радиатора. Гамма-спектрометр и дрейфовая камера с конвертором были окружены свинцовой защитой с толщиной стенок около 250 мм. Юстировка гамма-спектрометра в горизонтальной и вертикальной плоскостях осуществлялась по положению пучка тормозного излучения от мишени, определяемому с помощью сканирующего гамма-счетчика типа «сэндвич».

Калибровка спектрометра производилась с помощью радиоактивных источников, а также по корреляции импульса вторичных частиц и отсчетов гамма-спектрометра (методом «меченых фотонов»).

Для коррекции долговременных нестабильностей спектрометрического тракта во время набора статистики непрерывно регистрировалась информация об ионизационных потерях фоновых  $\mu$ -мезонов в радиаторе спектрометра (около 130 МэВ), для чего каждый шестнадцатый запуск установки производился со счетчиков  $A_6$  и  $A_8$ , включенных на совпадения. Мягкая компонента  $\mu$ -мезонов ( $E \leq \leq 1$  ГэВ) отсекалась с помощью поглощающего фильтра. Для коррекции нестабильностей тракта во время импульса ускорителя, обычно не превышавших 3%, производились запуски от светодиода.

Разрешение гамма-спектрометра при энергии 1 МэВ определялось по калибровке от радиоактивного источника  $^{60}\text{Co}$  при высоком коэффициенте усиления ФЭУ и составляло 8% (полная ширина на половине высоты). В рабочих условиях при напряжении на ФЭУ 660 В добавлялись шумы тракта около 0,1 МэВ. Оценки показывают, что при энергии 100 МэВ детектор имел разрешение не хуже 3%.

Во время набора статистики было использовано шесть типов запусков. Каждый из запусков имел свой идентификатор, регистрируемый в ячейке LATCH. Очередность запусков определялась специальным блоком.

Основной тип запуска был предназначен для регистрации событий, в которых первичная частица излучала  $\gamma$ -квант с энергией, превышающей пороговое значение. Регистрация события происходила при наличии сигнала от пучкового телескопа  $S_1S_2A_1A_2$ .

Электронная система синхронизации, управления набором данных и их регистрации, а также система связи с ЭВМ были созданы в стандарте КАМАК и помещались в трех крейтах, организованных в ветвь КАМАК универсальным драйвером ветви. Регистрирующая аппаратура установки состояла из коммерчески доступных блоков КАМАК, последовательность которых определяла формат массива физической информации.

Для управления установкой, сбора и анализа данных применялась удаленная ЭВМ типа ЕС-1040. Работой программ можно было управлять из домика экспериментаторов при помощи терминала DZM-180-KSR и пульта управления, результаты анализа выводились на АЦПУ вычислительной машины, а также на дисплей и терминал установки.

Установка, созданная для изучения процессов спонтанного излучения заряженных частиц высоких энергий в монокристаллах, была адекватна поставленной задаче. Фон излучения соответствовал количеству вещества около  $5 \cdot 10^{-4}$  радиационных длин. Установка обеспечивала разрешение по углу входа частиц в кристалл около 6 мкрад, по углу выхода — около 30 мкрад, разрешение установки по углу рассеяния составляло около 33 мкрад. Примерно для 4% событий измерялись углы вылета  $\gamma$ -квантов, точность измерения составляла около 4 мкрад.

## 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЗИТРОНОВ ПРИ ПЛОСКОСТНОМ КАНАЛИРОВАНИИ

При обработке данных отбирались события, в которых был зарегистрирован  $\gamma$ -квант с энергией выше 5 МэВ. Требовалось, чтобы продолжение входного трека частицы попадало в апертуру колли-

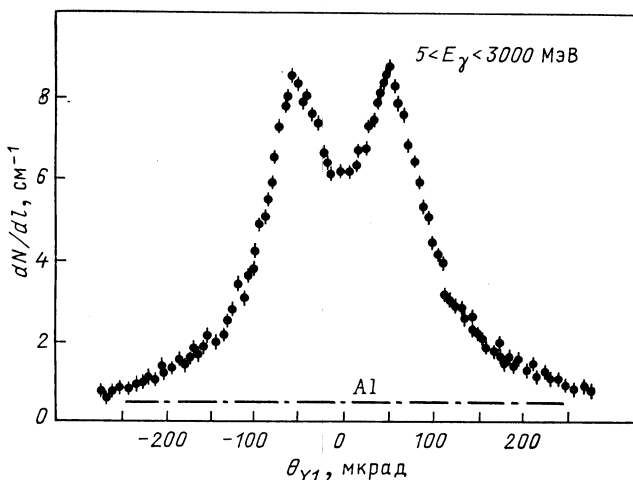


Рис. 2. Зависимость числа излучаемых  $\gamma$ -квантов от угла входа позитронов в кристалл

матора гамма-спектрометра ( $80 \times 80$  мм). Сигнал в черенковском счетчике полного поглощения по амплитуде должен был соответствовать сигналу от позитрона с импульсом, определенным с помощью  $DC4$  и магнита  $M_3$ . Сумма энергий  $\gamma$ -кванта и вторичного позитрона должна быть равна энергии первичного позитрона.

Кристалл кремния толщиной 113 мкм ориентировался плоскостью (110) параллельно направлению пучка. Угол между пучком и осью  $\langle 111 \rangle$  кристалла составлял около  $0,5^\circ$ .

**Ориентационные зависимости.** На рис. 2 и 3 представлены зависимости числа излучаемых  $\gamma$ -квантов от угла входа позитронов

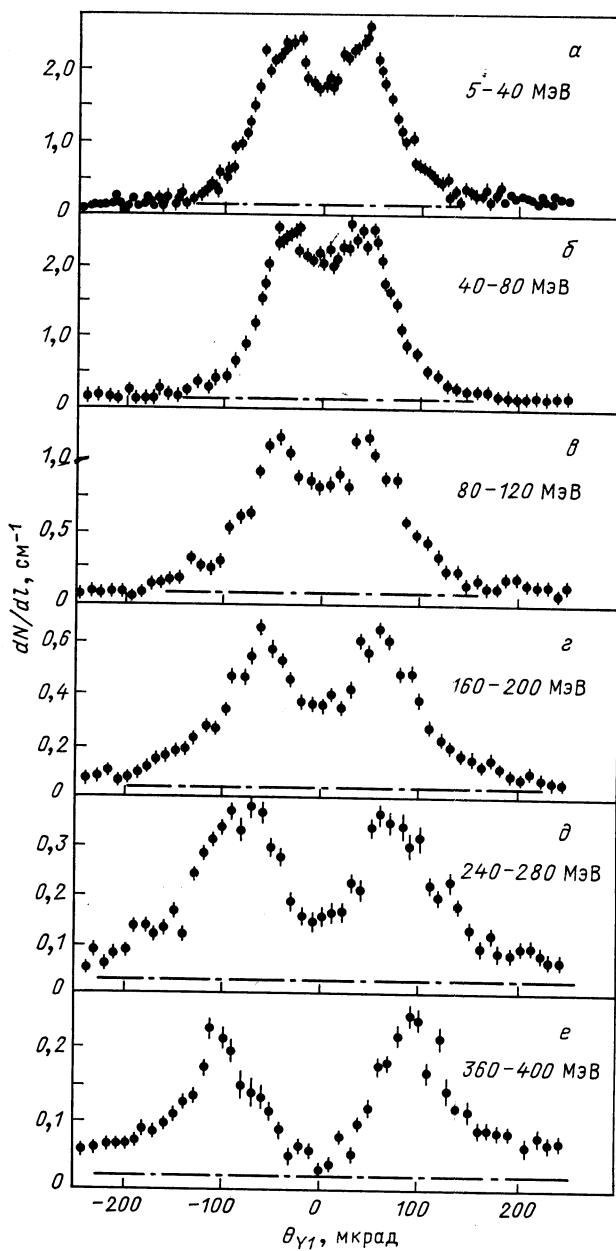


Рис. 3. Распределения числа  $\gamma$ -квантов для различных диапазонов энергии в зависимости от угла входа позитронов

в кристалл, нормированные, как и на всех остальных рисунках, на один падающий позитрон. Штрихпунктирная линия иллюстрирует аналогичные данные, полученные на аморфной алюминиевой мишени. Критический угол каналирования позитронов с энергией 10 ГэВ плоскостью (110) кремния составляет около 65 мкрад. Максимум вероятности излучения (рис. 2) приходится на угол входа позитронов примерно 50 мкрад относительно кристаллографической плоскости. В пересчете на толщину кристалла 1 см в максимуме излучается около восьми  $\gamma$ -квантов. Смещение максимума вероятности излучения относительно нулевого угла обусловлено частицами, излучающими  $\gamma$ -кванты с энергией выше 5 МэВ. Это иллюстрирует рис. 3, на котором отобраны события с  $\gamma$ -квантами в различных диапазонах энергии. Рис. 3 соответствует в основном каналированным (*a, б*) и надбарьерным (*в — e*) частицам. На рис. 3 также видно, что с ростом энергии  $\gamma$ -квантов наблюдается сдвиг максимума вероятности излучения в сторону больших углов (*г — e*).

Обращает на себя внимание тот факт, что вероятность излучения для частиц, входящих в кристалл под нулевым углом, несколько подавлена по сравнению с максимальным значением для  $\gamma$ -квантов любой энергии. Вероятность излучения  $\gamma$ -квантов с энергией выше 360 МэВ для частиц, входящих в кристалл под углами, близкими к нулевому, не превышает вероятности излучения в аморфной мишени (рис. 3, *e*).

**Спектры излучения каналированных позитронов.** На рис. 4 и 5 представлены зависимости спектральной плотности излучения от энергии  $\gamma$ -квантов для частиц в различных диапазонах углов входа. Зависимости на рис. 4 показывают динамику перехода от излучения при каналировании (*a, б*) к излучению в переходной области углов (*в, г*) и к когерентному тормозному излучению — КТИ (*д, e*). Анализируя их, можно сделать вывод, что излучение при каналировании не является частным случаем КТИ, и переход между этими типами излучения происходит за счет исчезновения пика, связанного с каналированием, и увеличения спектральной плотности КТИ в области более высоких энергий  $\gamma$ -квантов (широкий пик, рис. 4, *г — e*). Для каналированных частиц (рис. 5) спектральная плотность излучения в области максимума (60 МэВ) в 37 раз превосходит спектральную плотность излучения в аморфной мишени эквивалентной толщины.

Из работы, выполненной в ЦЕРН, следует, что спектральная плотность излучения превышает соответствующее значение, получаемое в случае неориентированной мишени, примерно в 24 раза. Отличие от наших данных объясняется, по-видимому, недостаточным угловым разрешением установки, созданной в ЦЕРН (примерно 60 мкрад). Это не позволяет надежно отобрать каналированные частицы, и поэтому полученный спектр искажен излучением от частиц, не вовлеченных в режим плоскостного каналирования.

В наших первых работах в спектральной плотности излучения

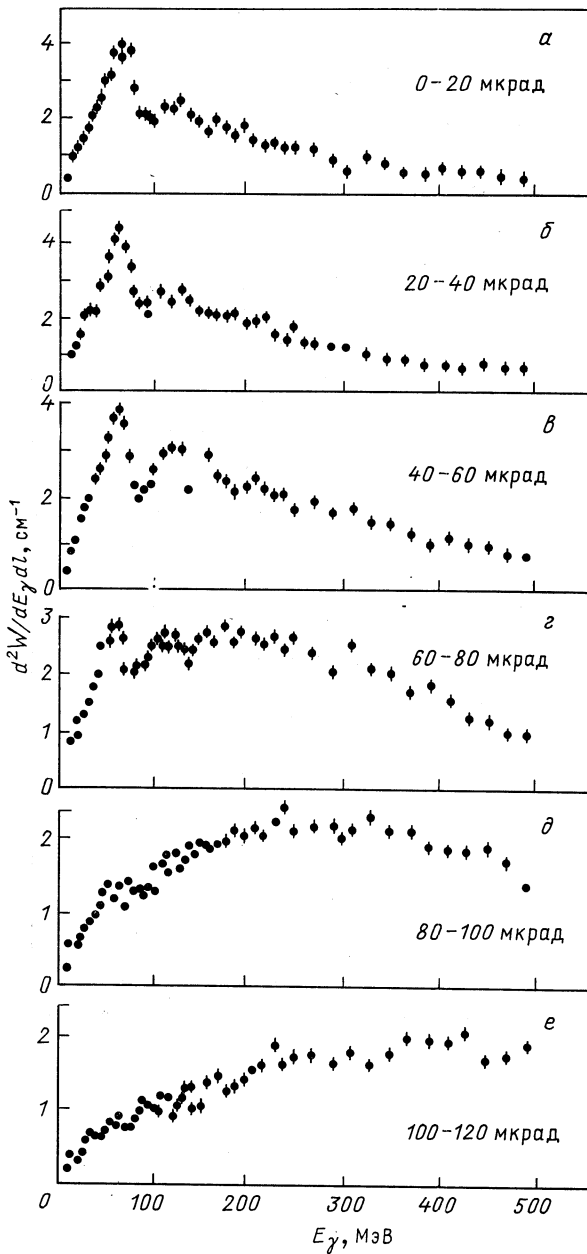


Рис. 4. Спектральная плотность излучения в зависимости от энергии  $\gamma$ -квантов для различных углов входа позитронов в кристалл

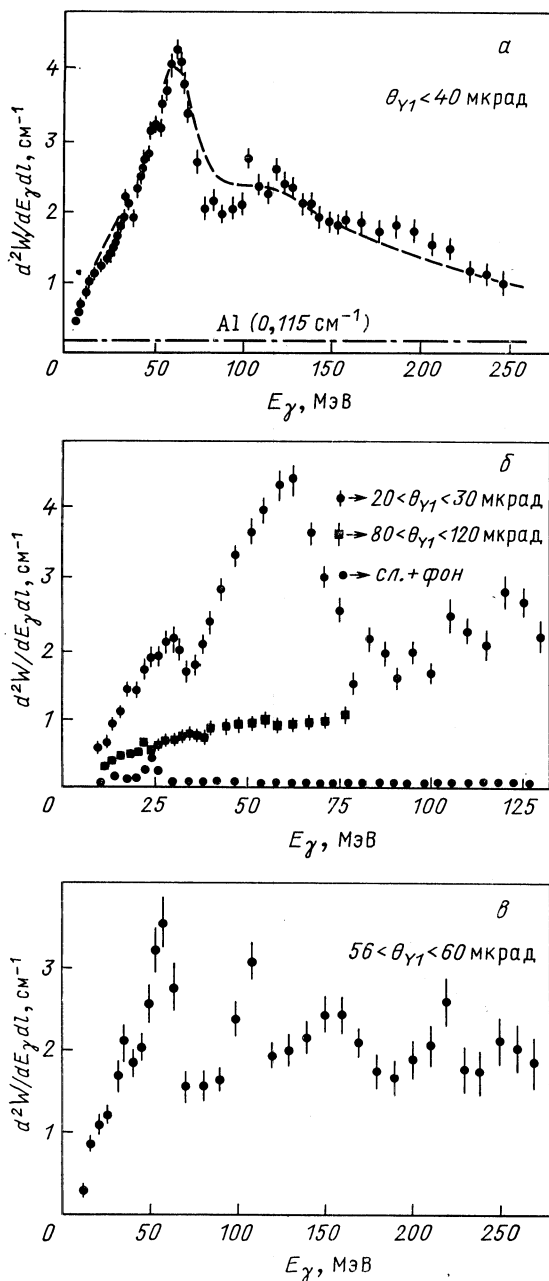


Рис. 5. Спектральная плотность излучения в зависимости от энергии  $\gamma$ -квантов. Отобраны частицы, попадающие в различные интервалы углов входа, указанные на рисунках:

штрихпунктиром отмечено распределение, полученное для алюминиевой мишени, штриховая кривая рассчитана согласно [23]; точечная кривая изображает спектр фона, включающего в себя излучение от вещества установки и случайные совпадения с шумовыми сигналами спектрометрического тракта

наблюдался пик (с довольно большой статистической погрешностью) для  $\gamma$ -квантов с энергией около 25 МэВ. Из рис. 5, б, где изображена низкоэнергетическая часть спектра излучения, полученная в дальнейшем анализе, следует, что особенность в спектре для данного диапазона при энергии  $\gamma$ -квантов около 30 МэВ действительно существует, и она не обусловлена фоном. Наблюдаемая зависимость интенсивности пика в области 30 МэВ при изменении угла входа позитронов от 20 до 120 мкрад также говорит о связи этого пика с исследуемым процессом.

Как отмечалось нами в ранних работах, при углах входа частиц, близких к критическому, в спектре излучения появляется периодическая структура. Эта особенность проявилась и в дальнейшем анализе для частиц с углами входа, ограниченными диапазоном 56—60 мкрад (рис. 5, в). Большая часть этих частиц при своем движении внутри кристалла попадает в область вблизи плоскости атомов. Здесь потенциал отличен от параболического, описывающего движение в режиме устойчивого плоскостного каналирования, что, по-видимому, и приводит к изменению формы спектра.

В эксперименте проверялось влияние критериев отбора событий на абсолютный эффект излучения. Найдено, что при 40%-ном изменении каждого из основных критериев абсолютное значение эффекта изменялось не более чем на 1,5—2% (в области  $\gamma$ -квантов с энергией около 60 МэВ). В области более мягких  $\gamma$ -квантов (около 30 МэВ) изменение эффекта более значительно — около 8%. Для  $\gamma$ -квантов с энергией выше 100 МэВ изменение эффекта не превышает 1%. Из этих данных следует, что случайные события, доля которых меняется при изменении критериев отбора, лежат в основном в области  $\gamma$ -квантов с энергией ниже 30 МэВ.

Систематическая погрешность в нормировке представляемых данных оценивается нами на уровне 10% и определяется в основном неконтролируемыми изменениями эффективности установки, связанными с неравномерной загрузкой спектрометра. Данные измерений спектральной плотности излучения на алюминиевой мишени  $[(0,115 \pm 0,01) \text{ см}^{-1}]$  согласуются с расчетом, дающим значение  $0,12 \text{ см}^{-1}$ .

**Сравнения с предсказаниями теории.** Первые теоретические работы М. А. Кумахова [1] и открывающиеся возможности использования нового типа излучения в качестве интенсивного источника  $\gamma$ -квантов стимулировали дальнейшие теоретические исследования в этой области [23]. Были разработаны общие вопросы теории излучения, возникающего при каналировании и в переходной области (несколько критических углов каналирования). Экспериментальные данные, имеющиеся для частиц высокой энергии [2], качественно подтвердили предсказания теории, однако были недостаточно подробными для того, чтобы проверить количественные выводы теоретических работ и выяснить их применимость для различных условий каналирования.

Распределение спектральной плотности излучения (рис. 5, *a*) качественно совпадает с теоретически рассчитанным. Полученная зависимость спектральной плотности излучения в области её максимума от угла входа позитронов в кристалл (рис. 4) и распределения на рис. 3, *a*, *б* являются экспериментальным подтверждением теоретических предсказаний о зависимости характеристик излучения от угла входа для каналированных позитронов.

Зависимость тонкой структуры спектра в области энергий  $\gamma$ -квантов около 120 МэВ от угла входа частиц (рис. 4, *a* — *в* и 5, *a*) требует привлечения дополнительных представлений о механизме излучения на высоких гармониках в потенциале, отличимом от параболического. Анализ спектра излучения при углах, близких к критическому (рис. 5, *в*), по-видимому, также поможет в уточнении формы потенциального потенциала в области около вершины потенциальной ямы.

Итак, нами получены угловые и энергетические зависимости для электромагнитного излучения, возникающего при прохождении позитронов высокой энергии через монокристалл кремния.

Показано, что при плоскостном каналировании позитронов спектральная плотность излучения в максимуме в 37 раз превосходит соответствующее значение для аморфной мишени.

Впервые исследовалось излучение в широком диапазоне углов входа позитронов относительно направления плоскости кристалла. Это позволило получить данные, показывающие динамику перехода от излучения при каналировании к когерентному тормозному излучению.

**Угловые распределения  $\gamma$ -квантов, излучаемых позитронами вблизи плоскости (110).** На рис. 6—9 представлены угловые распределения  $\gamma$ -квантов, излучаемых позитронами в кристалле кремния при различных углах ориентации относительно кристаллографической плоскости (110). Распределения построены для различных диапазонов энергий  $\gamma$ -квантов.

На рис. 6 представлены распределения углов вылета  $\gamma$ -квантов относительно кристаллографической плоскости (110), излученных позитронами с углами влета от  $-60$  до  $+60$  мкрад. Среднеквадратичное отклонение аналогичного расчетного распределения из аморфной мишени с учетом расходимости пучка составляет около 82 мкрад, что значительно превышает среднеквадратичное отклонение экспериментальных распределений (рис. 6, *a*—*д*). Минимальный угловой разброс (рис. 6, *д*) имеют  $\gamma$ -кванты с энергией около 60 МэВ, что соответствует в нашем случае максимуму спектральной плотности излучения при каналировании.

На рис. 7 показаны угловые распределения  $\gamma$ -квантов, излученных позитронами с углами влета в кристалл в интервале  $70$ — $140$  мкрад. Распределение  $\gamma$ -квантов с энергиями  $20$ — $100$  МэВ (рис. 7, *a*) имеет среднее значение, сдвинутое примерно на  $50$  мкрад в сторону меньших углов относительно расчетного распределения.



Это в значительной степени объясняется перерассеянием позитронов с последующим захватом их в режим каналирования, где вероятность излучения в указанном диапазоне энергий  $\gamma$ -квантов в несколько

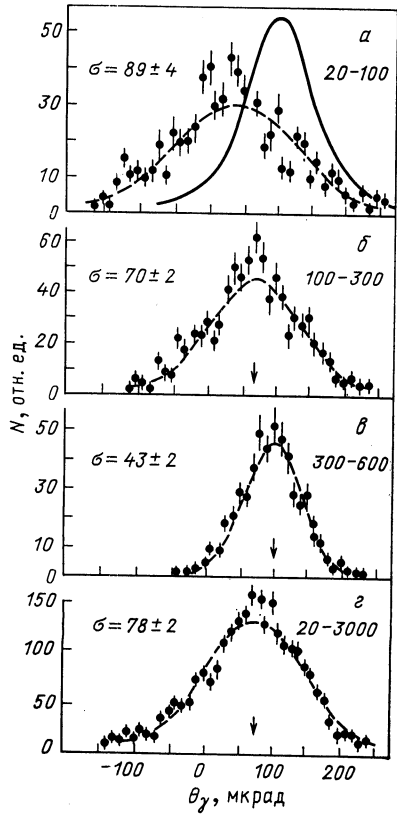
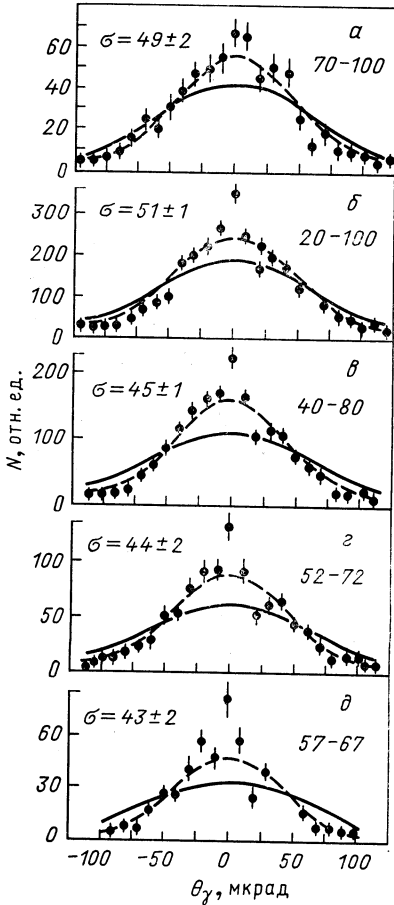


Рис. 7. То же, что на рис. 6. Углы входа позитронов в интервале 70—140 мкрад

Рис. 6. Распределения событий по углам вылета  $\gamma$ -квантов относительно плоскости (110). Диапазон углов влета позитронов от  $-60$  до  $+60$  мкрад: цифры справа обозначают границы интервала энергий  $\gamma$ -квантов; слева указаны стандартные отклонения приведенных кривых; пунктирные линии — результат аппроксимации экспериментальных данных распределением Гаусса; сплошная — расчетное распределение излучения из аморфной мишени

раз превышает вероятность излучения вне канала. С увеличением энергии  $\gamma$ -квантов (рис. 7, б) среднее значение экспериментального распределения приближается к среднему значению расчетного, и при энергии 300—600 МэВ оба значения примерно совпадают (рис. 7, в). С увеличением энергии  $\gamma$ -квантов их угловой разброс

уменьшается и при энергиях 300—600 МэВ, примерно соответствующих максимуму спектральной плотности когерентного тормозного излучения (КТИ) для данной ориентации, составляет около 43 мкрад, что существенно меньше углового разброса излучения от аморфной мишени.

На рис. 8 представлены распределения углов вылета  $\gamma$ -квантов относительно направления падающих позитронов. Отбирались собы-

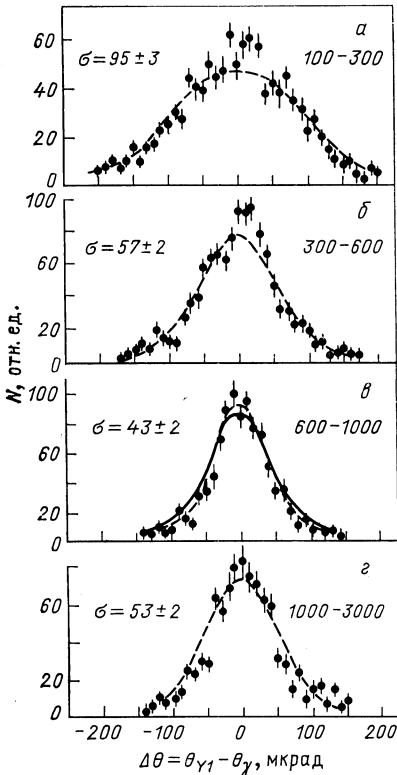


Рис. 8. Распределения событий по углам вылета  $\gamma$ -квантов относительно направления падающих позитронов. Отобраны события с углами входа в интервале 140—300 мкрад

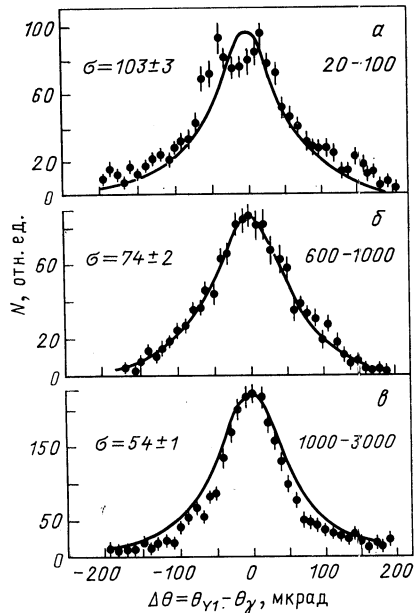


Рис. 9. То же, что на рис. 8. Углы входа позитронов в интервале 300—1000 мкрад

тия с углами влета позитронов в интервале 140—300 мкрад. Из сравнения распределений (рис. 8, а — в) следует, что значения их среднеквадратичных отклонений зависят от энергии  $\gamma$ -квантов. Наименьший угловой разброс при данной ориентации позитронов имеют  $\gamma$ -кванты с энергией 600—1000 МэВ, что соответствует максимуму спектральной плотности КТИ. Аналогичный вывод следует из сравнения угловых распределений, соответствующих различным интер-

валам энергий  $\gamma$ -квантов, излученных позитронами с большими углами ориентации (рис. 9, а — в).

Наименьший угловой разброс имеют  $\gamma$ -кванты с энергией 1000—3000 МэВ (рис. 9, в), что также соответствует области максимума спектральной плотности КТИ.

Таким образом, экспериментальные данные свидетельствуют, что как в случае спонтанного излучения при каналировании, так и в случае КТИ наиболее узкие угловые распределения соответствуют  $\gamma$ -квантам с энергиями, лежащими в области максимума спектральной плотности излучения.

### 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЗИТРОНОВ ПРИ ОСЕВОМ КАНАЛИРОВАНИИ

При обработке данных отбирались события, в которых зарегистрирован  $\gamma$ -квант с энергией выше 5 МэВ. Требовалось совпадение суммы энергий  $\gamma$ -кванта и вторичного позитрона с энергией частиц в пучке. Кристалл кремния толщиной 113 мкм ориентировался осью  $\langle 111 \rangle$  параллельно направлению пучка позитронов.

**Ориентационные зависимости.** Ориентационная зависимость характеризует вероятность излучения  $\gamma$ -кванта позитроном, входящим в кристалл под определенным углом. При осевом каналировании, в отличие от одномерного случая плоскостного каналирования, вероятность излучения зависит от двух угловых переменных ( $\theta_x$ ,  $\theta_y$  в прямоугольной или  $\theta$ ,  $\varphi$  в полярной системах координат). Угол  $\theta$  отсчитывается от направления оси кристалла.

На рис. 10 изображено распределение числа излучаемых  $\gamma$ -квантов с энергией в диапазоне 5—200 МэВ в зависимости от угла входа позитрона в кристалл. Видно увеличение вероятности излучения для частиц, входящих в кристалл в направлении, близком к оси  $\langle 111 \rangle$ , плоскостям  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 112 \rangle$ .

На рис. 11 представлена зависимость числа излучаемых  $\gamma$ -квантов от полярного угла входа позитронов в кристалл. Для частиц с углом входа, близким к нулю, вероятность излучения подавлена и достигает максимума при углах входа около 150 мкрад, что несколько больше критического угла осевого каналирования (около 130 мкрад). Таким образом, максимум вероятности излучения достигается на границе области осевого каналирования и составляет около 19  $\gamma$ -квантов на 1 см кристалла. Для кристалла толщиной 113 мкм вероятность излучения в максимуме составляет примерно 0,21. Вероятность излучения двух  $\gamma$ -квантов составляет при этом около 11 % общего числа  $\gamma$ -квантов. Следует иметь в виду, что двойные  $\gamma$ -кванты несколько искажают измеряемые характеристики излучения. Однако вероятность регистрации двух  $\gamma$ -квантов зависит от порога срабатывания гамма-спектрометра. Так, если для порога 5 МэВ вероятность наложения двух  $\gamma$ -квантов составляет 11 %, то для порога 20 МэВ — около 8%.

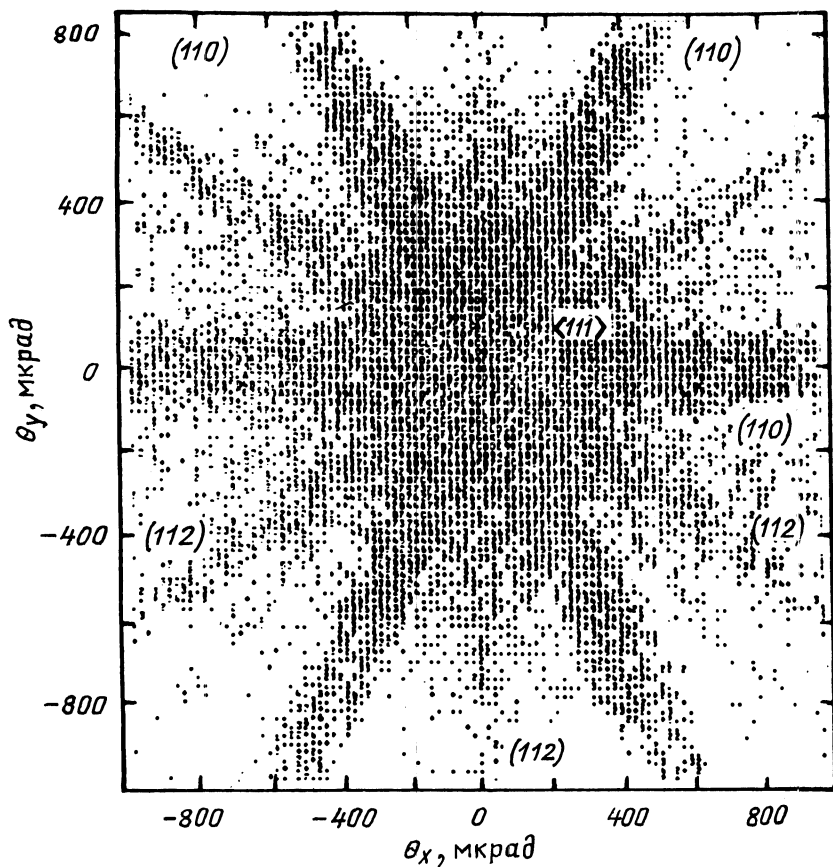


Рис. 10. Распределение числа излучаемых  $\gamma$ -квантов в зависимости от угла входа позитронов в кристалл

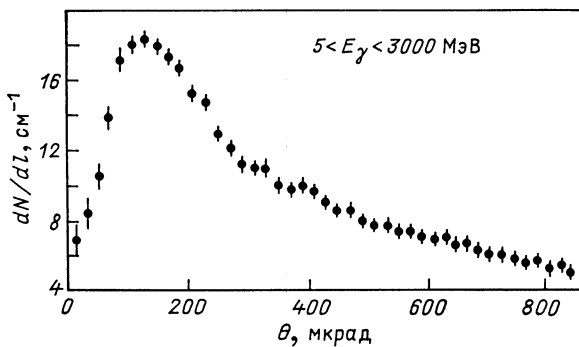


Рис. 11. Зависимость числа излучаемых  $\gamma$ -квантов от полярного угла входа позитронов в кристалл

На рис. 12 изображены зависимости числа излучаемых  $\gamma$ -квантов (в различных энергетических диапазонах) от полярного угла входа позитронов. Из распределений видно, что вероятность излучения  $\gamma$ -квантов во всех энергетических диапазонах имеет минимум для позитронов с малыми углами входа в кристалл. Такое поведение ориентационных зависимостей характеризует динамику движения

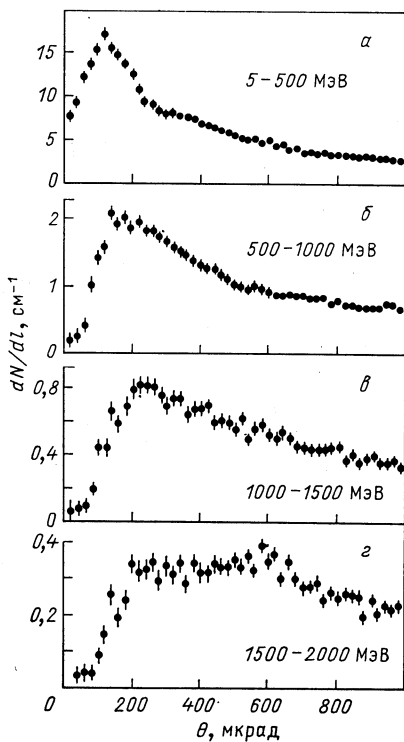


Рис. 12. То же, что и на рис. 11, для  $\gamma$ -квантов в различных диапазонах энергии

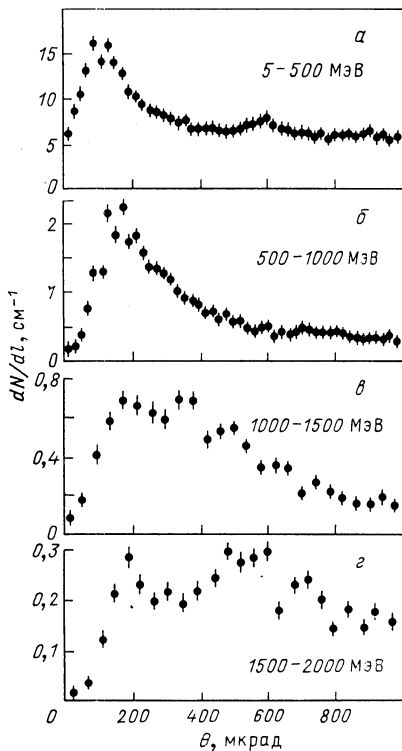


Рис. 13. То же, что и на рис. 12, для позитронов, входящих в кристалл вблизи плоскости (110)

позитронов в кристалле при осевом каналировании. Распределения на рис. 12 построены без отбора по азимутальному углу. Очевидно, что наличие кристаллографических плоскостей различного порядка приводит к зависимости вероятности излучения не только от полярного, но и от азимутального угла входа позитронов.

На рис. 13 представлены аналогичные зависимости для событий, в которых позитроны имеют угол входа, не превышающий 60 мкрад относительно кристаллографической плоскости (110), и на рис. 14 — для более слабой плоскости (112). Число  $\gamma$ -квантов, излучаемых

в энергетическом диапазоне 5—500 МэВ, становится постоянным при полярных углах выше 400 мкрад, т. е. для углов меньше 400 мкрад влияние кристаллографической оси на вероятность излучения оказывается существенным. Для больших полярных углов вероятность излучения низкоэнергетических  $\gamma$ -квантов (рис. 13, а и 14, а) становится постоянной и обусловлена плоскостным каналированием

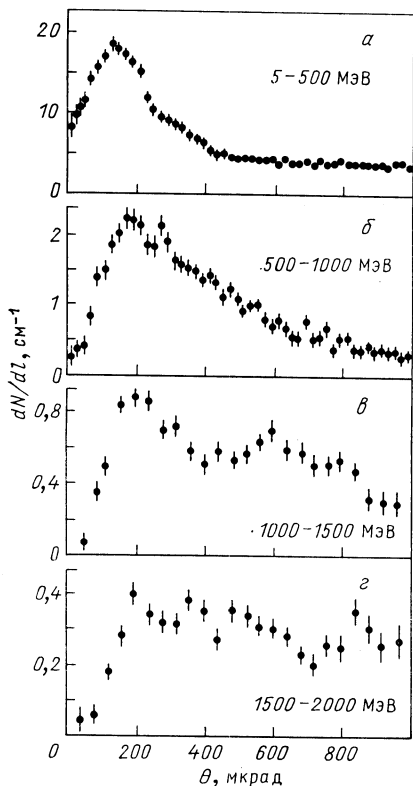


Рис. 14. То же, что на рис. 12, для позитронов, входящих в кристалл вблизи плоскости (112)

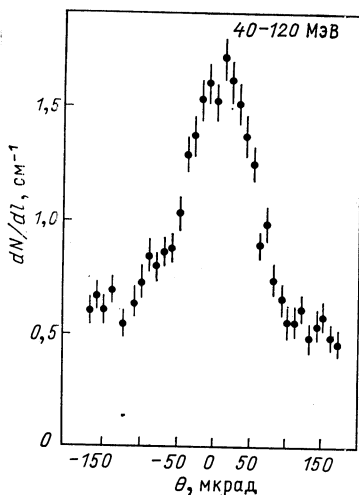


Рис. 15. Зависимость числа излучаемых  $\gamma$ -квантов от угла входа позитронов относительно плоскости (112)

позитронов. Для более высоких энергий  $\gamma$ -квантов влияние оси и соседних плоскостей простирается до полярных углов, превышающих апертуру спектрометра (рис. 13, б — г и 14, б — г).

Данные эксперимента позволяют сравнить излучение, возникающее при каналировании плоскостями (110) и (112). На рис. 15 изображено распределение числа  $\gamma$ -квантов в зависимости от угла входа относительно плоскости (112) для событий, соответствующих максимуму в спектральной плотности излучения (см. рис. 19). Отобраны частицы с полярным углом больше 500 мкрад, для которых влияние оси на вероятность излучения становится менее заметным. Распределение показывает, что вероятность излучения для позитронов, каналированных плоскостью (112), примерно

в 2 раза меньше, чем для случая плоскости (110), что достаточно хорошо совпадает с теоретическими предсказаниями. Теоретическое значение критического угла каналирования плоскостью (112) составляет около 40 мкрад, что хорошо согласуется с шириной распределения на рис. 15.

**Спектральная плотность излучения.** На рис. 16 представлена зависимость спектральной плотности излучения от энергии  $\gamma$ -квантов для событий с полярным углом входа в кристалл менее

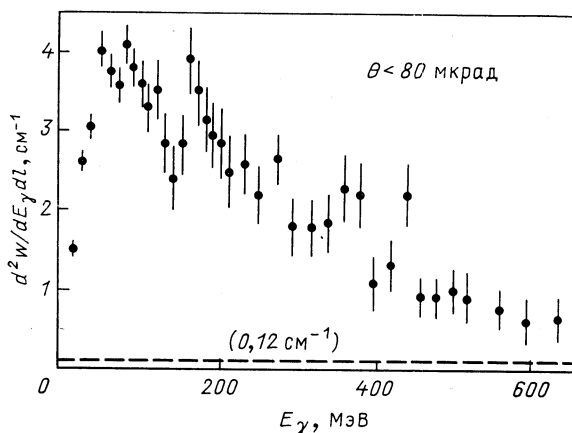


Рис. 16. Зависимость спектральной плотности излучения от энергии  $\gamma$ -квантов для осевого каналирования позитронов

80 мкрад. Значения спектральной плотности излучения для осевого и плоскостного каналирования позитронов примерно совпадают. Однако для осевого случая область энергии  $\gamma$ -квантов, в которой спектральная плотность максимальна, несколько шире. Штриховая прямая характеризует спектральную плотность излучения на алюминиевой мишени.

Сравнительно большая апертура установки позволила получить данные об излучении в широком диапазоне углов — от углов, соответствующих осевому каналированию, до углов, обеспечивающих условия плоскостного каналирования.

На рис. 17, 18 изображены зависимости спектральной плотности излучения от энергии  $\gamma$ -квантов для частиц, имеющих различные полярные углы входа. События отобраны таким образом, чтобы угол входа относительно кристаллографической плоскости (110) (рис. 17) и (112) (рис. 18) не превышал 60 мкрад. Распределения на рис. 17, а и 18, а показывают спектральную плотность излучения для позитронов, участвующих в осевом каналировании. Эти распределения практически совпадают, что говорит о независимости характеристик излучения от азимутального угла внутри углового конуса шириной около 100 мкрад. Распределение (рис. б, в) соответствует излучению

в области углов, переходной от оси к плоскости, и (рис. *г, е*) — излучению каналированных плоскостью позитронов, где становится заметным пик с энергией, соответствующей излучению при пло-

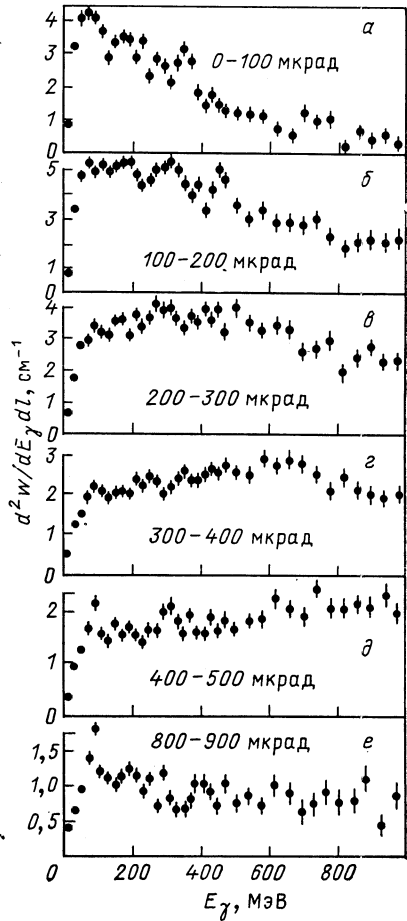
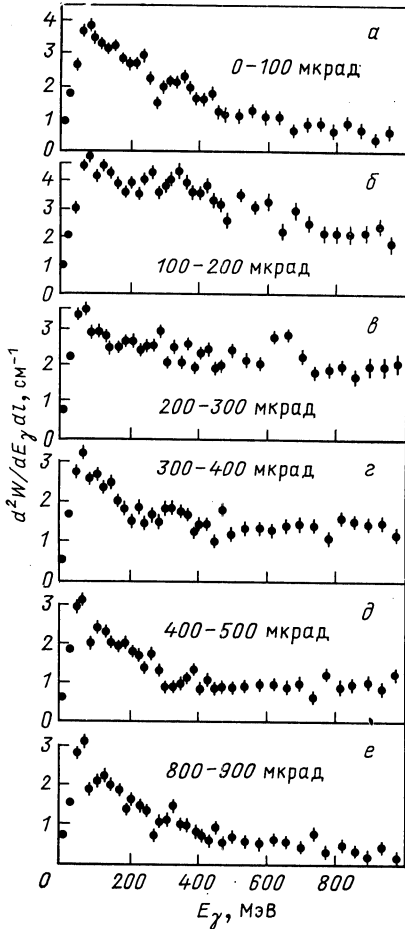


Рис. 17. Зависимость спектральной плотности излучения от энергии  $\gamma$ -квантов для различных диапазонов полярных углов входа позитронов в кристалл. Отобраны позитроны, входящие в кристалл вблизи плоскости (110)

Рис. 18. То же, что на рис. 17, для позитронов, входящих в кристалл вблизи плоскости (112)

скостном каналировании. В области полярных углов выше 100 мкрад рис. 17 и 18 значительно различаются. Влияние оси и соседних плоскостей несколько больше сказывается на спектре излучения частиц, входящих в кристалл вблизи плоскости (112). Так, для позитронов



с полярным углом входа больше 800 мкрад (рис. 17) это влияние становится пренебрежимым, и спектр хорошо согласуется с полученными нами ранее данными для изолированной плоскости (110). Для позитронов, каналированных плоскостью (112), влияние оси и соседних плоскостей на спектр излучения простирается до полярных углов, превышающих апертуру спектрометра (рис. 18, *e*). Это влияние заключается в том, что уровень излучения с энергией выше 400 МэВ значительно превосходит аналогичное значение для позитронов, каналированных плоскостью (110) (рис. 17, *e*). Значение спектральной плотности излучения в аморфной мишени составляет около  $0,1 \text{ см}^{-1}$ , что также значительно отличается от уровня излучения на рис. 18, *e*. Приведенные распределения показывают, что спектральная плотность излучения зависит как от полярного, так и от азимутального углов относительно оси кристалла.

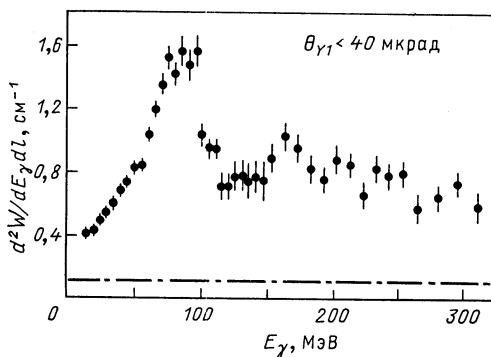


Рис. 19. Зависимость спектральной плотности излучения от энергии  $\gamma$ -квантов для позитронов, входящих в кристалл вблизи плоскости (112)

На рис. 19 изображена зависимость спектральной плотности излучения от энергии  $\gamma$ -квантов для частиц с углами входа в кристалл меньше 40 мкрад относительно плоскости (112) и с полярными углами входа больше 500 мкрад. Спектральная плотность излучения для отобранных событий в 15 раз превышает аналогичное значение для алюминиевой мишени эквивалентной толщины, что находится в согласии с расчетом, использующим результат работ [23].

На рис. 20 представлена зависимость полных потерь энергии на излучение от угла входа позитронов в кристалл. Отобраны события с  $\gamma$ -квантами в широком диапазоне энергий. Максимальная потеря энергии на излучение достигается при полярных углах около 200 мкрад, что несколько превышает критический угол осевого каналирования. Такая форма кривой объясняется, во-первых, тем, что вероятность излучения максимальна при углах входа около 150 мкрад, и, во-вторых, при увеличении полярного угла входа позитронов в кристалл спектр смещается в более жесткую область энергии.

Итак, нами получены результаты, характеризующие излучение, возникающее при прохождении позитронов с энергией 10 ГэВ через

монокристалл кремния под малыми углами к оси  $\langle 111 \rangle$ . Показано, что спектральная плотность излучения каналированных осью позитронов в 35 раз превышает соответствующее значение для аморфной мишени.

Приводятся характеристики излучения для широкой области углов вокруг оси кристалла, а также данные, характеризующие суммарные потери энергии на излучение.

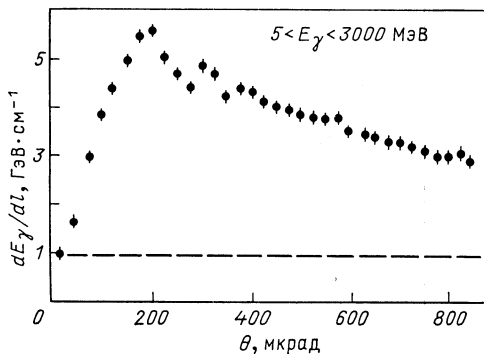


Рис. 20. Зависимость полных потерь энергии на излучение от полярного угла входа позитронов в кристалл

Излучение позитронов при осевом каналировании практически не поддается аналитическим расчетам. Для его интерпретации требуется трудоемкое численное моделирование более сложного движения позитронов в направлениях, перпендикулярных оси кристалла.

#### 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ОСЕВОМ КАНАЛИРОВАНИИ

Кристалл ориентировался таким образом, чтобы направление кристаллографической оси  $\langle 111 \rangle$  совпадало с направлением пучка электронов.

**Ориентационные зависимости вероятности излучения.** Вероятность излучения фотонов электронами зависит от полярного угла входа электрона относительно кристаллографической оси и азимутального угла. На рис. 21 представлено распределение событий, в которых электроном был испущен  $\gamma$ -квант с энергией от 10 до 600 МэВ. Это распределение отчетливо иллюстрирует влияние оси  $\langle 111 \rangle$  и плоскостей  $(110)$  на вероятность излучения  $\gamma$ -квантов.

На рис. 22 показаны зависимости числа зарегистрированных  $\gamma$ -квантов от полярного угла входа электронов относительно оси  $\langle 111 \rangle$  кристалла для различных диапазонов энергии  $\gamma$ -квантов. Каждая точка распределения нормировалась на число электронов в телесном угле, соответствующем интервалу полярных углов входа.

Как видно из рисунка, для каналированных электронов ( $\theta \leq 130$  мкрад) выход  $\gamma$ -квантов максимален. Для «надбарьерных» электронов ( $\theta > 130$  мкрад) выход  $\gamma$ -квантов существенно меньше.

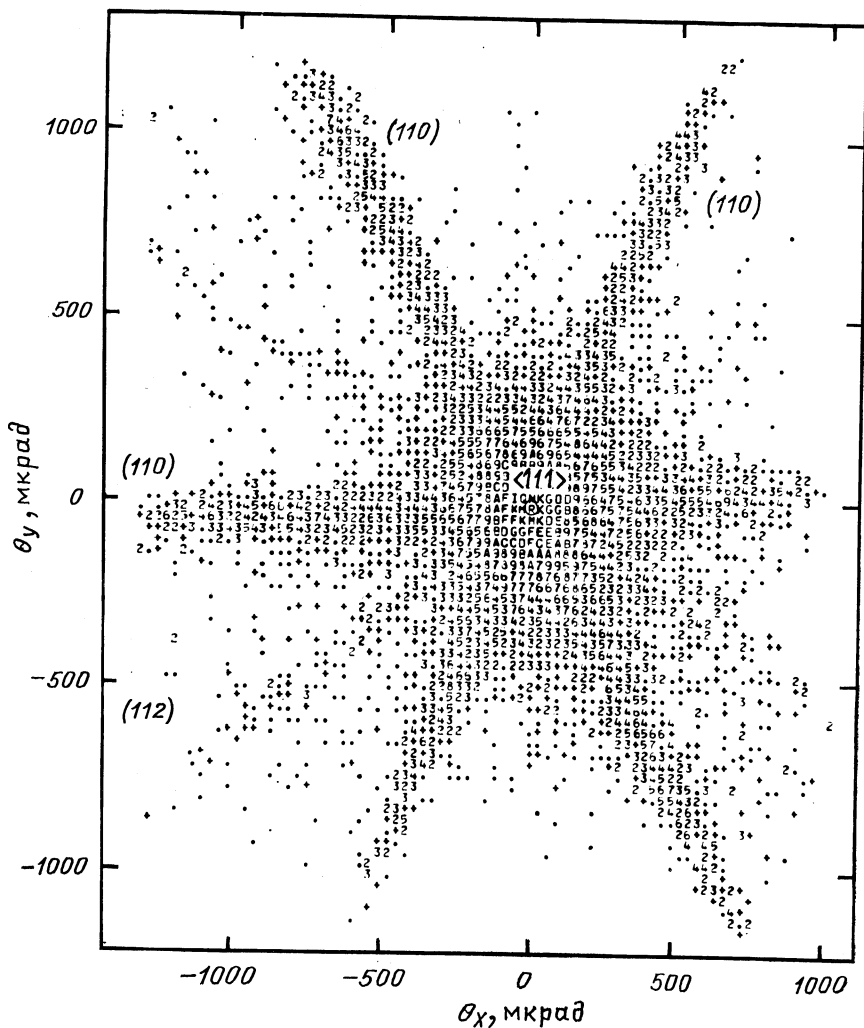


Рис. 21. Распределение числа событий, которые сопровождалось излучением  $\gamma$ -квантов с энергией от 10 до 600 МэВ, в зависимости от угла входа электронов в кристалл;  $\theta_x$  и  $\theta_y$  — проекции полярного угла входа на оси абсцисс и ординат в прямоугольной системе координат

В энергетическом диапазоне ( $0,01 \leq E_\gamma \leq 3$  ГэВ) максимальное значение составляет  $\sim 30$   $\gamma$ -квантов в пересчете на 1 см кристалла. Влияние оси на выход  $\gamma$ -квантов остается существенным до углов

входа примерно 400 мкрад. Для больших углов уровень излучения становится постоянным и определяется в основном плоскостным каналированием электронов. Исключение составляют  $\gamma$ -кванты больших энергий ( $2 \leq E_\gamma \leq 3$  ГэВ, рис. 22), для которых вероятность излучения практически не зависит от угла входа электрона.

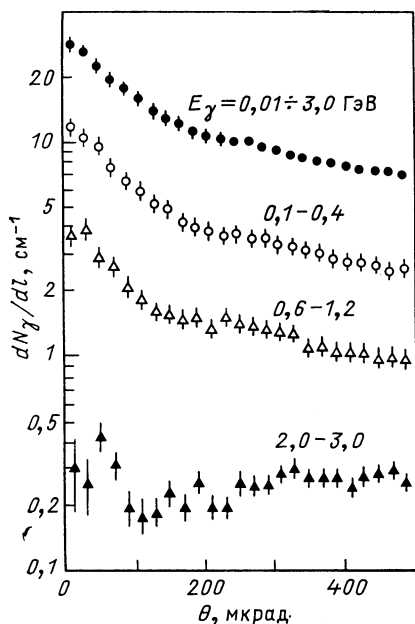


Рис. 22. Зависимость числа зарегистрированных  $\gamma$ -квантов от полярного угла входа электронов в кристалл для различных диапазонов энергии  $\gamma$ -квантов

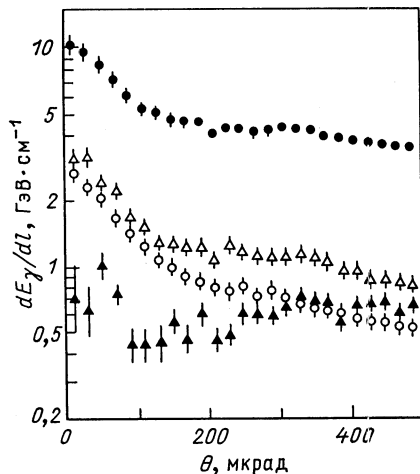


Рис. 23. Распределение радиационных потерь энергии электронами в зависимости от полярного угла входа в кристалл для различных диапазонов энергии  $\gamma$ -квантов. Соответствующие экспериментальным точкам диапазоны энергии те же, что и на рис. 22

Сравнение с данными, полученными для позитронов такой же энергии, свидетельствует о различиях в динамике движения электронов и позитронов в процессе осевого каналирования. Так, максимальная вероятность излучения  $\gamma$ -квантов достигается для углов входа электронов в кристалл, близких к нулю (15—20 мкрад, рис. 22), в то время как для позитронов максимальная вероятность достигается при углах, близких к критическому. Это объясняется тем, что при углах входа, близких к нулю, электрон может подходить к оси в область больших градиентов полей, тогда как для позитронов это имеет место при углах входа, близких к критическому.

**Радиационные потери энергии электроном.** На рис. 23 представлены результаты измерения радиационных потерь энергии электронов в зависимости от полярного угла входа в кристалл. Кривые получены в тех же условиях, что и данные, приведенные на рис. 22.

Обращает на себя внимание тот факт, что максимальные полные потери на излучение электроном могут составлять  $\approx 10$  ГэВ/см. Если отобрать события по критерию ( $0,1 \leq E_\gamma \leq 0,4$  ГэВ), то в этом случае максимальные радиационные потери составляют  $\approx 2,8$  ГэВ на 1 см кристалла для каналированных электронов. При этом потери энергии надбарьерными электронами ( $130 \leq \theta \leq 400$  мкрад) составляют  $\approx 600-900$  МэВ/см.

**Угловые распределения  $\gamma$ -квантов.** На рис. 24 приведены распределения событий по углам вылета  $\gamma$ -квантов из кристалла для электронов с полярными углами входа  $\theta \leq 120$  мкрад относительно оси  $\langle 111 \rangle$ . Измерялась вертикальная проекция углов вылета  $\gamma$ -квантов относительно горизонтальной плоскости, полученная с помощью восстановления точки конверсии  $\gamma$ -кванта в электрон-позитронную пару в дрейфовой камере со встроенным конвертором. Ось  $\langle 111 \rangle$  при этом лежала в горизонтальной плоскости. Сплошной кривой показан результат аппроксимации экспериментальных данных распределением Гаусса. Для событий, отобранных по условию  $0,1 \leq E_\gamma \leq 0,5$  ГэВ, ширина среднеквадратичного отклонения составляет  $(105 \pm 8)$  мкрад, а для событий, в которых энергия  $\gamma$ -кванта заключена в интервале  $0,6 \leq E_\gamma \leq 1,1$  ГэВ,  $\sigma = (115 \pm 12)$  мкрад. Как видно из рисунка,  $\gamma$ -кванты, излученные в процессе осевого каналирования электронов, рассеиваются в конус с угловым раствором, приблизительно совпадающим с критическим углом каналирования, что несколько шире конуса тормозного излучения в аморфном теле такой же толщины.

**Спектральная плотность излучения.** На рис. 25 представлены распределения спектральной плотности излучения в зависимости от энергии  $\gamma$ -квантов для электронов в различных диапазонах входных углов. Эти распределения также нормировались на толщину

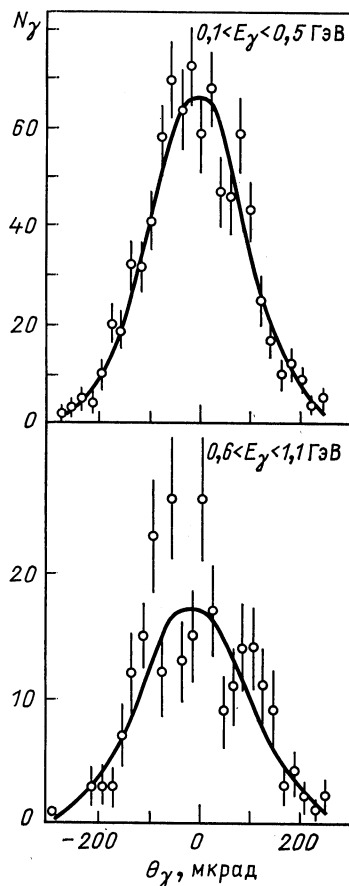


Рис. 24. Распределение событий по углам вылета  $\gamma$ -квантов из кристалла для электронов с полярными углами входа меньше  $120$  мкрад относительно оси  $\langle 111 \rangle$

кристалла и на число электронов в соответствующем диапазоне углов входа. Штриховыми линиями показан уровень спектральной плотности тормозного излучения из алюминиевой мишени.

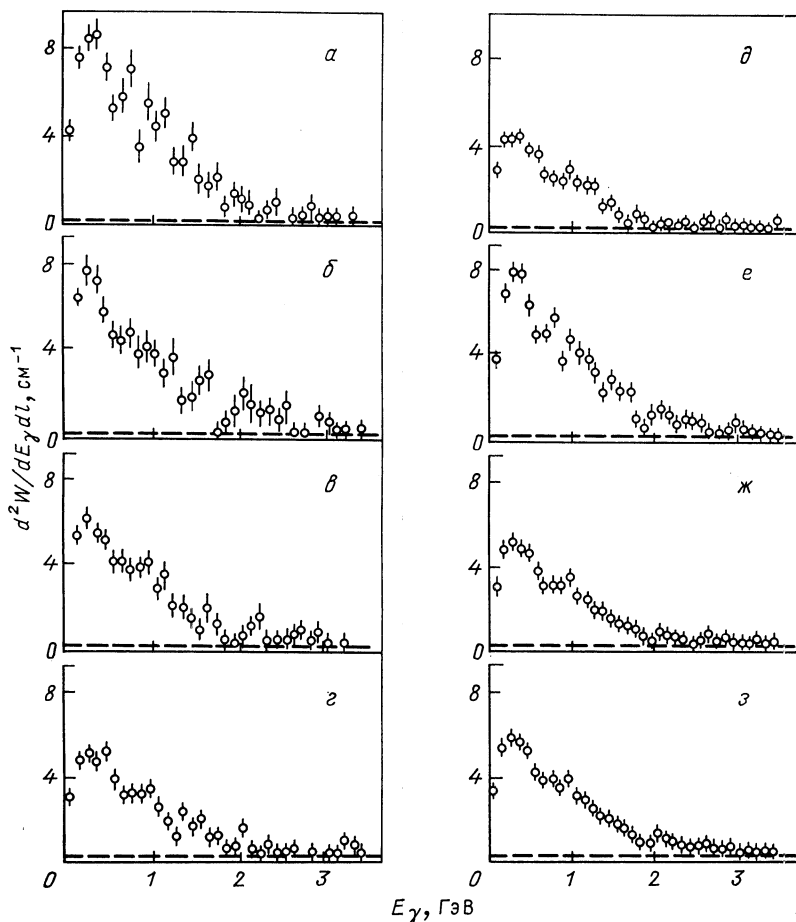


Рис. 25. Зависимость спектральной плотности излучения от энергии  $\gamma$ -квантов для различных углов входа  $\theta$ , мкрад, электронов в кристалл:  
*a*—0—40; *б*—40—60; *в*—60—80; *г*—80—100; *д*—100—120; *е*—0—60; *ж*—60—120; *з*—0—120

Приведенные данные иллюстрируют зависимость спектральной плотности излучения от угла входа электрона в кристалл. Наиболее интенсивно излучают электроны с входными углами  $\theta < 40$  мкрад.

Максимум спектральной плотности лежит в области энергии фотонов около 250 МэВ. Его значение превышает уровень излучения в аморфном теле приблизительно в 70 раз. Следует обратить вни-

мание на тот факт, что распределение спектральной плотности в случае осевого каналирования электронов существенно шире (примерно в 3 раза) и приблизительно в 2 раза выше (в максимуме) аналогичного распределения для позитронов.

Данные, полученные в настоящей работе, качественно согласуются с теоретическими представлениями, развитыми в работах [23].

Аналитические методы расчета спектральной плотности излучения, полученные в этих работах, основаны на модельных представ-

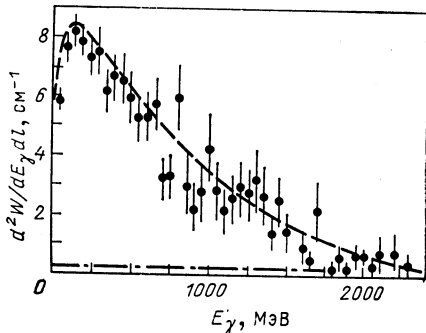


Рис. 26. Спектральная плотность излучения электронов с энергией 10 ГэВ:

штриховая линия — результат расчета, проведенного с помощью моделирования; штрихпунктирная линия — уровень излучения в алюминиевой мишени эквивалентной толщины. Образец — Si (111) толщиной 41 мкм,  $\theta < 100$  мкрад

лениях и не учитывают некоторых реальных особенностей усредненного потенциала кристаллографических осей, например его асимметрию. Учет экспериментальных условий в этих расчетах приводит к еще большим трудностям. Данные по спектральной плотности излучения для электронов с энергией 10 ГэВ, полученные с помощью моделирования траекторий движения в реальном усредненном потенциале осей кристалла, удовлетворительно согласуются с экспериментальными результатами (рис. 26).

## 5. ИЗЛУЧЕНИЕ, ВОЗНИКАЮЩЕЕ В ПРОЦЕССЕ ПЛОСКОСТНОГО КАНАЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Электромагнитное излучение электронов ультрарелятивистских энергий в процессе плоскостного каналирования до настоящих исследований экспериментально почти не было изучено. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования излучения электронов с энергией 10 ГэВ в процессе их движения вдоль плоскостей (110).

Кристалл ориентировался плоскостью (110) параллельно направлению пучка. Разориентация относительно кристаллографической оси (111) составляла  $0,5^\circ$ . Углы входа (выхода) электрона в кристалл отсчитывались относительно плоскости (110). Эти углы имели нулевое значение при условии параллельности кристаллографической плоскости (110) и вектора скорости электрона.

**Ориентационные зависимости и радиационные потери энергии электронов.** На рис. 27 даны распределения числа зарегистрированных  $\gamma$ -квантов в зависимости от угла входа электронов в кристалл относительно плоскости (110), полученные для различных диапазонов

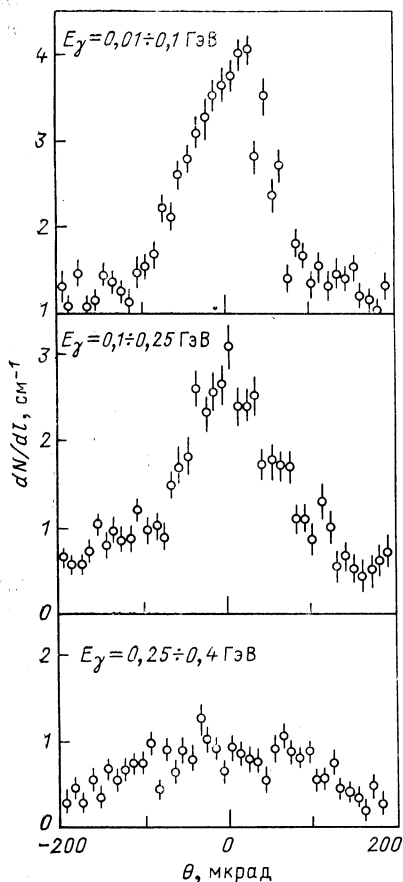


Рис. 27. Распределение числа зарегистрированных  $\gamma$ -квантов в зависимости от угла входа электронов в кристалл относительно плоскости (110) для различных диапазонов энергии  $\gamma$ -квантов

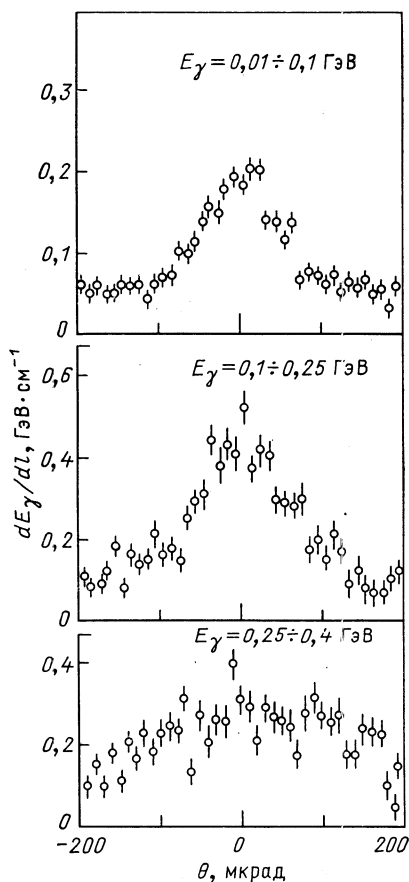


Рис. 28. Распределение радиационных потерь энергии электронов в зависимости от угла входа относительно плоскости (110) для различных диапазонов энергии  $\gamma$ -квантов

нов энергии  $\gamma$ -квантов. Распределения приведены к единице длины кристалла, а каждая их точка нормировалась на число электронов в соответствующем интервале входных углов. Как видно из рисунка, ориентационная зависимость выхода фотонов заметно проявляется



только для энергии  $\gamma$ -квантов меньше 250 МэВ. Для больших энергий эффект ориентации проявляется слабо.

На рис. 28 представлены результаты измерения радиационных потерь энергии электронов в зависимости от угла входа в кристалл

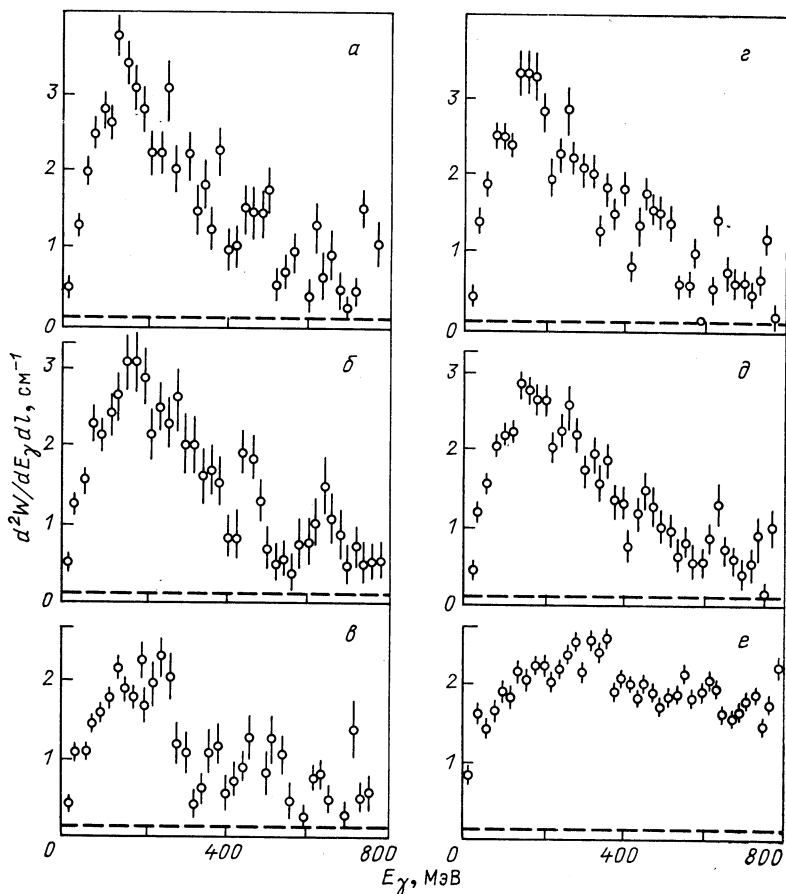


Рис. 29. Распределение спектральной плотности излучения в зависимости от энергии  $\gamma$ -квантов для различных диапазонов углов входа  $\theta$ , мкрад, электронов в кристалл относительно плоскости (110):

*a*—0—20; *б*—20—40; *в*—40—60; *г*—0—30; *д*—0—60; *е*—0—100

в тех же диапазонах энергии  $\gamma$ -квантов и при тех же условиях, что на рис. 27. По форме распределения рис. 27 и 28 аналогичны. Однако число  $\gamma$ -квантов с ростом их энергии уменьшается, тогда как энергетические потери электронами несколько увеличиваются. Отсюда следует, что средние потери энергии электронами мало ме-

няются в указанных диапазонах энергии  $\gamma$ -квантов и составляют около 200 МэВ/см.

Сравнение распределений рис. 27 с аналогичными данными, полученными для позитронов, указывает на различие в динамике движения электрона и позитрона в процессе плоскостного каналирования. Максимум распределения для электронов приходится на угол входа  $\theta$ , равный нулю, в то время как для позитронов распределения имеют два максимума, которые достигаются при углах входа, близких к критическому углу плоскостного каналирования (около 60 мкрад при энергии электронов 10 ГэВ).

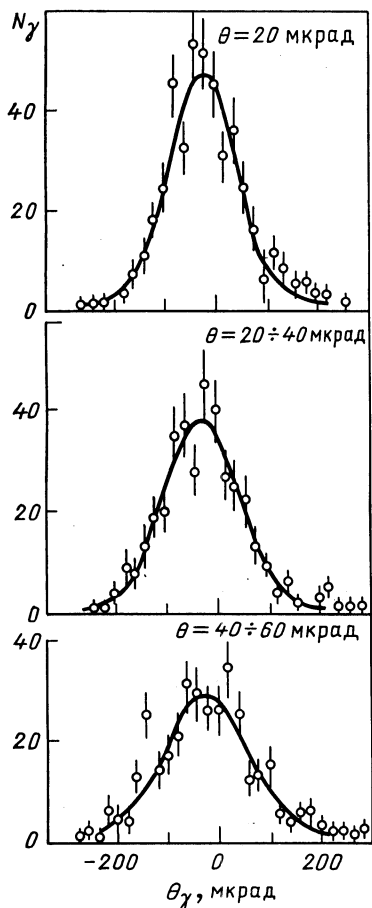


Рис. 30. Распределение событий по углам вылета  $\gamma$ -квантов из кристалла для различных диапазонов углов входа электронов  $\theta$

ными в плоскостном канале, дают аналогичное превышение спектральной плотности приблизительно в 14 раз. Это отличие нашего результата можно объяснить недостаточным угловым разрешением установки в ЦЕРН.

Распределения спектральной плотности (рис. 29) примерно в 3 раза

На рис. 29 представлены распределения спектральной плотности излучения в зависимости от энергии  $\gamma$ -квантов для различных диапазонов углов входа электронов в кристалл. Условия нормировки этих распределений такие же, как и для распределений рис. 27 (на рис. 29, е, однако, значения спектральной плотности следует умножить на  $10^{-1}$ , спектральная плотность тормозного излучения из аморфной мишени составит  $0,113 \text{ см}^{-1}$ ). Штриховыми линиями показан уровень спектральной плотности тормозного излучения из аморфной мишени аналогичной толщины. Наиболее интенсивно электроны излучают в диапазоне углов входа  $0 \leq \theta \leq 20 \text{ мкрад}$ . В этом случае максимальное значение спектральной плотности излучения достигается при  $E_\gamma = 130 \text{ МэВ}$ . Она превосходит уровень тормозного излучения из аморфной мишени в 28 раз. Данные, полученные в ЦЕРН при исследовании излучения электронами, каналированными

шире аналогичных зависимостей, полученных для позитронов. Эти различия объясняются разным характером межплоскостного потенциала для электронов и позитронов.

**Угловые распределения  $\gamma$ -квантов.** На рис. 30 приведены распределения событий по углам вылета  $\gamma$ -квантов из кристалла для различных диапазонов углов входа электронов. Измерялась вертикальная проекция углов вылета  $\gamma$ -квантов относительно кристаллографической плоскости (110), которая была совмещена с плоскостью горизонта. Сплошными кривыми показан результат аппроксимации экспериментальных данных распределением Гаусса.

Наименьшую ширину имеет распределение событий, отобранных по условию  $\theta \leq 20$  мкрад, для которого среднеквадратичное отклонение  $\sigma = (75 \pm 7)$  мкрад. При условии  $20 \leq \theta \leq 40$  мкрад  $\sigma = (80 \pm 8)$  мкрад, а при  $40 \leq \theta \leq 60$  мкрад  $\sigma = (86 \pm 8)$  мкрад.

Итак, в нашей работе получены экспериментальные данные, характеризующие излучение, возникающее в процессах осевого и плоскостного каналирования электронов с энергией 10 ГэВ в монокристалле кремния толщиной 41 мкм. Приведены характеристики электромагнитного излучения для различных углов входа электронов в кристалл, а также данные, характеризующие потери энергии на излучение. Впервые измерены угловые характеристики излучения.

Показано, что спектральная плотность излучения электронов в процессе плоскостного каналирования превышает спектральную плотность тормозного излучения из аморфной мишени в 28 раз, а в случае осевого каналирования — в 70 раз. Полученные данные согласуются с теоретическими представлениями [23].

## 6. ИССЛЕДОВАНИЕ КОГЕРЕНТНОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В ТОНКИХ МОНОКРИСТАЛЛАХ КРЕМНИЯ

Теория когерентного тормозного излучения (КТИ), развитая в работах Тер-Микаэляна, Юбералла и других, достаточно хорошо разработана и имеет надежное экспериментальное подтверждение для углов влета частиц в кристалл, много больших критического угла каналирования (угла Линдхарда). Однако из-за недостатка систематических экспериментальных данных остается открытым вопрос о пределах применимости теории КТИ при малых углах ориентации, соизмеримых с углом Линдхарда.

На рис. 31 представлены зависимости числа излученных  $\gamma$ -квантов от угла влета позитронов в кристалл кремния толщиной 113 мкм относительно кристаллографической плоскости (110). Видно, что при плоскостном каналировании число излучаемых  $\gamma$ -квантов приблизительно на порядок выше числа фотонов, генерируемых при КТИ.

Пунктирными линиями приведены аналогичные зависимости, полученные с использованием алюминиевой мишени. В интервале энергий 10—80 МэВ максимум выхода  $\gamma$ -квантов соответствует углам влета позитронов в пределах угла Линдхарда, который в нашем случае примерно равен 65 мкрад.

При увеличении энергии  $\gamma$ -квантов максимум их выхода определяется когерентным тормозным излучением и смещается в сторону больших углов.

При этом кристалл был ориентирован плоскостью (110) параллельно направлению пучка. Угол между пучком и осью  $\langle 111 \rangle$  кристалла составлял около  $0,5^\circ$ .

На рис. 32 представлены среднеквадратичные значения углов рассеяния позитронов в кристалле в зависимости от их ориентации относительно плоскости (110). В обоих случаях углы рассеяния по-

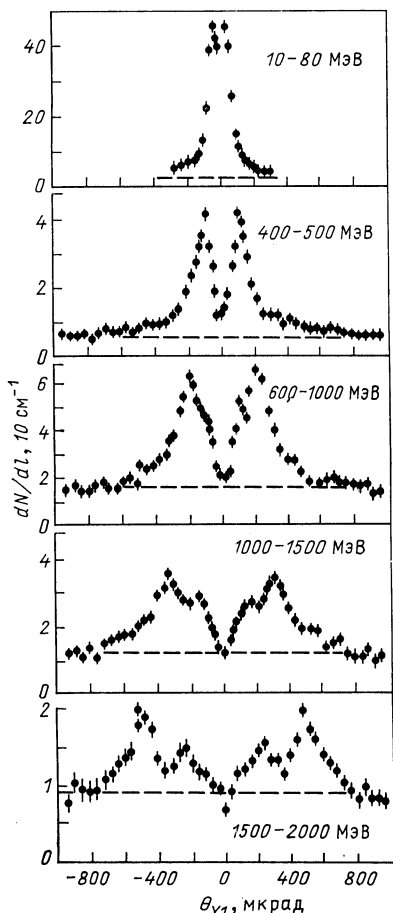


Рис. 31. Распределение числа  $\gamma$ -квантов для различных диапазонов энергии в зависимости от угла влета позитронов

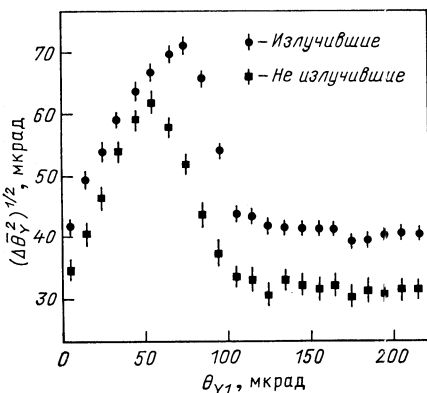


Рис. 32. Зависимость среднеквадратичных значений углов рассеяния позитронов в кремний толщиной 113 мкм от ориентации позитронов относительно плоскости (110)

зитронов имеют максимумы при углах влета в кристалл, близких к углу Линдхарда, и превышают примерно в 2 раза углы рассеяния на аморфной мишени.

На рис. 33—36 представлены зависимости спектральной плот-

ности излучения от энергии  $\gamma$ -квантов для различных диапазонов углов влета частиц относительно плоскости (110).

Из сравнения теории с экспериментом видно, что при углах влета позитронов в пределах угла Линдхарда теоретическая кривая качественно отличается от экспериментальных данных.

На рис. 34 сплошной линией представлен расчет спектральной плотности КТИ, полученный при учете экспериментальных значений углов многократного рассеяния (рис. 32), пунктирной линией — результат расчета с углами многократного рассеяния, определенными так же, как для аморфной мишени. Видно, что в первом случае

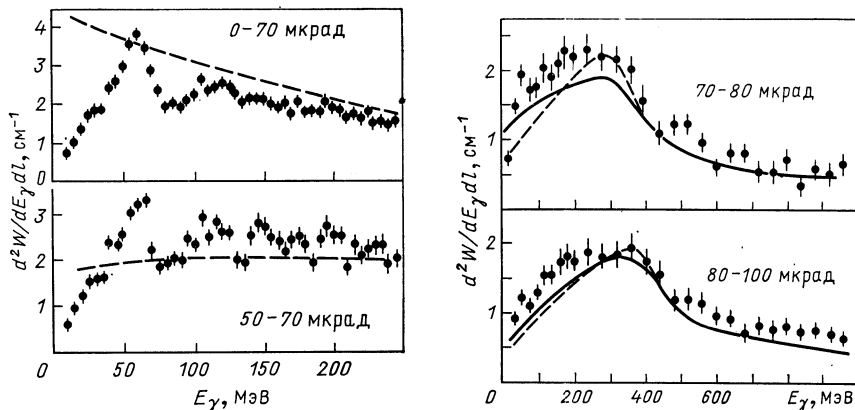


Рис. 33. Зависимость спектральной плотности излучения от энергии  $\gamma$ -квантов для различных углов входа позитронов в кристалл относительно плоскости (110): пунктирная линия — результат расчета по теории КТИ

Рис. 34. То же, что на рис. 33 (см. текст)

согласие расчетных значений с экспериментом несколько лучше. Экспериментальные значения спектральной плотности КТИ для углов ориентации позитронов в интервалах 70—80 и 80—100 мкрад (рис. 34) в низкоэнергетичной части спектра на 20—30% больше теоретических, что, по-видимому, связано с вкладом в экспериментальные данные излучения надбарьерных частиц и излучения частиц, захваченных в режим каналирования после перерассеяния. Указанное превышение экспериментальных данных над расчетными прослеживается до значений углов входа частиц в кристалл, примерно равных двум углам Линдхарда (рис. 35, а—б). При углах ориентации позитронов, больших двух углов Линдхарда (рис. 35, в—д и 36), расчеты по теории КТИ хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Ниже приведены результаты экспериментального исследования излучения позитронов и электронов с энергией 10 ГэВ при их дви-

жении под малыми углами относительно плоскости (110) и оси  $\langle 111 \rangle$  в монокристалле кремния.

Для генерации  $\gamma$ -излучения позитронов использовалась кремниевая мишень толщиной 113 мкм. Толщина мишени при исследовании излучения электронов составляла 41 мкм. Систематическая погрешность измерений, определяемая в основном нестабильностью загрузки гамма-спектрометра, по нашим оценкам составила примерно 10%. Экспериментальные результаты нормированы на одну падающую частицу и пересчитаны на толщину кристалла 1 см.

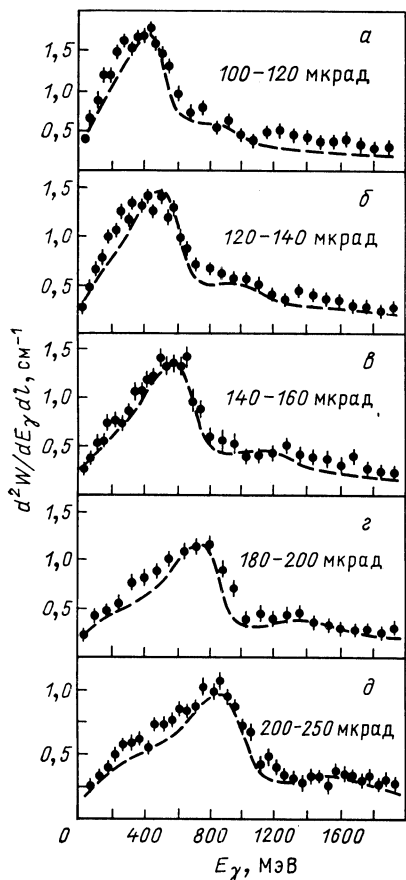


Рис. 35. То же, что на рис. 33, для позитронов с углами входа в кристалл, больше углов Линдхарда

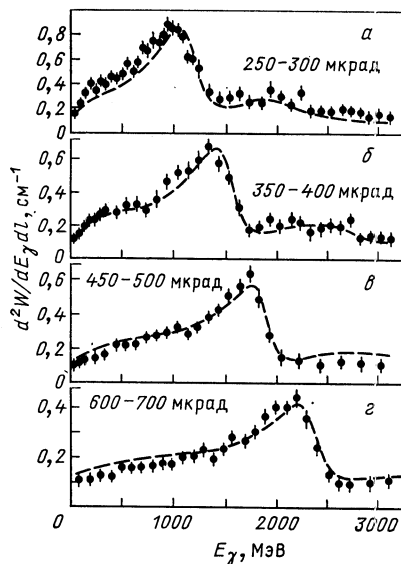


Рис. 36. То же, что на рис. 33, для позитронов с большими углами входа в кристалл

На рис. 37—39 представлена спектральная плотность излучения электронов и позитронов с различными углами входа  $\theta_{\gamma}$  относительно плоскости (110). Углы входа частиц относительно оси  $\langle 111 \rangle$  заключены в интервале 500—1000 мкрад.

Экспериментальные спектры излучения электронов и позитронов с углами входа  $\theta_{\gamma}$  в интервалах 0—70, 80—100 мкрад (рис. 37) в низкоэнергетичной части качественно различаются как между

Рис. 37. Спектральная плотность излучения электронов (●) и позитронов (○) в зависимости от энергии  $\gamma$ -квантов:

сплошная линия—результат по теории КТИ; пунктирной линией показана спектральная плотность тормозного излучения из алюминиевой мишени

собой, так и с расчетным. Превышение экспериментальных значений спектральной плотности излучения позитронов в интервале 80—100 мкрад над теоретическими, по-видимому, объясняется захватом частиц в режим каналирования за счет многократного рассеяния с последующим излучением.

Излучение позитронов, начиная с энергии  $\gamma$ -квантов 100 МэВ и выше, удовлетворительно описывается теорией КТИ, тогда как излучение электронов подавлено до энергии  $\gamma$ -квантов 300—400 МэВ, что, возможно, объясняется неодинаковым влиянием оси  $\langle 111 \rangle$  на

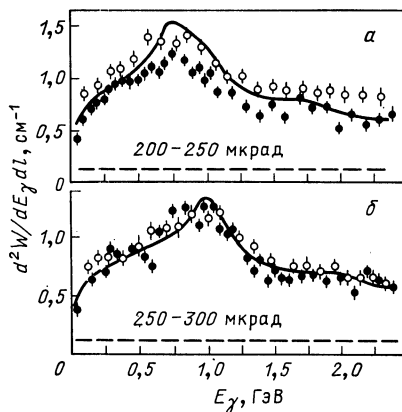
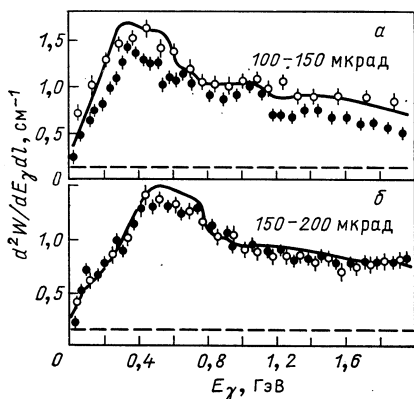
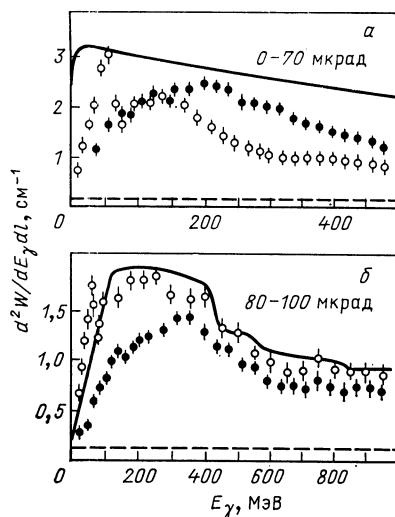


Рис. 38. То же, что на рис. 37, для частиц с углами входа до трех углов Линдхарда

Рис. 39. То же, что на рис. 38, для частиц с большими углами входа в кристалл

движение  $e^+$  и  $e^-$  до излучения. При значениях  $\theta_\gamma$  в интервалах 100—150 и 150—200 мкрад (рис. 38) экспериментальные спектры излучения электронов и позитронов в пределах точности измерений соответствуют расчетному. При больших углах ориентации (200—250, 250—300 мкрад, рис. 39) результаты расчета по теории КТИ согласуются с экспериментальными данными.

## 7. ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 10 ГэВ В ТОЛСТЫХ КРИСТАЛЛАХ КРЕМНИЯ И ГЕРМАНИЯ

Экспериментальные исследования предсказанной спонтанной радиации релятивистских электронов и позитронов продемонстрировали существенное возрастание спектральной плотности излучения заряженных частиц, прошедших кристалл вдоль одного из главных кристаллографических направлений.

Ниже приводятся результаты исследования излучения электронов с энергией 10 ГэВ, прошедших монокристалл кремния толщиной 0,8; 3,0 и 10 мм и германия толщиной 0,5 мм под малыми углами к направлению кристаллографической оси  $\langle 111 \rangle$ .

**Исследование особенностей прохождения релятивистских электронов через толстые монокристаллы.** Результаты исследования

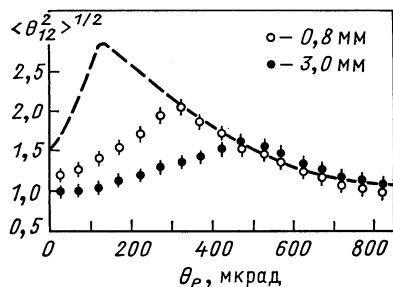


Рис. 40. Зависимость среднеквадратичного угла многократного рассеяния электронов, прошедших толстые монокристаллы кремния (в единицах среднеквадратичного угла многократного рассеяния в аморфной среде), от полярного угла входа относительно оси

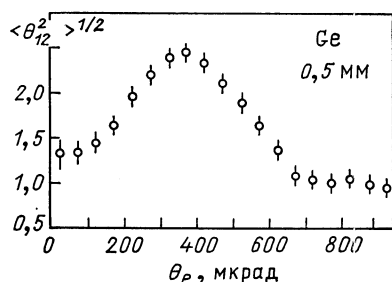


Рис. 41. Зависимость среднеквадратичного угла многократного рассеяния электронов, прошедших монокристалл германия толщиной 0,5 мм, от полярного угла входа относительно оси  $\langle 111 \rangle$

динамики потока электронов с энергией 10 ГэВ в тонком (41 мкм) монокристалле кремния показали, что частицы, падающие на кристалл под малыми углами к оси, испытывают сильное рассеяние в направлениях, перпендикулярных направлению кристаллографической оси. Наибольшее рассеяние в тонком монокристалле испытывают электроны, падающие на кристалл под углами, близкими к углу Линдхарда. На рис. 40 показана зависимость среднеквадратичного угла многократного рассеяния электронов, прошедших монокристаллы кремния толщиной 0,8 и 3,0 мм, от полярного угла входа относительно оси (в единицах среднеквадратичного угла многократного рассеяния в аморфной мишени). Пунктирная кривая соответствует случаю тонкого кристалла. Из этого рисунка видно, что



в образцах толщиной 0,8 и 3,0 мм максимальное рассеяние испытывают электроны с углами входа относительно оси, значительно превышающими критический угол Линдхарда. Аналогичное распределение для монокристалла германия толщиной 0,5 мм приведено на рис. 41. Смещение максимума в распределениях может указывать на то, что в этих образцах в процесс каналирования вовлекается некоторая доля надбарьерных частиц. Наличие подобного эффекта объясняется, по-видимому, тем, что вследствие многократного рассеяния угол между направлением оси и скоростью частицы (на определенной глубине в кристалле) может стать меньше критического, в этом случае возможен захват в процесс каналирования деканали-

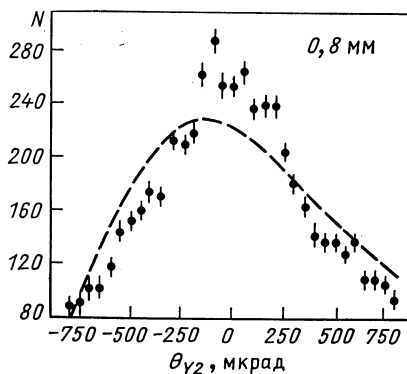


Рис. 42. Вертикальная проекция углов выхода электронов из монокристалла кремния толщиной 0,8 мм. Пунктирная кривая соответствует проекции углов входа для тех же событий (для которых угол входа в горизонтальной проекции лежит в интервале от  $-150$  до  $+150$  мкрад)

рованных и надбарьерных частиц (так называемый «объемный захват»). Особый интерес вызывает процесс перераспределения потока частиц, прошедших монокристалл кремния толщиной 0,8 мм под малыми углами к оси. На рис. 42 приведено распределение вертикальной проекции углов выхода  $\theta_{y2}$  электронов из монокристалла для событий с углами входа  $\theta_{x1}$  от  $-150$  до  $+150$  мкрад. Приведенный рисунок иллюстрирует влияние цепочки атомов на характер движения частиц в толстых монокристаллах, приводящее к перераспределению частиц по поперечной энергии.

**Излучение электронов в толстых кристаллах.** Основной целью эксперимента являлось исследование спектральных характеристик излучения каналированных частиц. Приведенные выше результаты показывают, что спектральная плотность излучения электронов, прошедших через тонкий монокристалл кремния в режиме осевого каналирования, имеет максимум при энергии  $\gamma$ -квантов около 200 МэВ и в этой области превышает соответствующее значение для аморфной мишени примерно в 70 раз. В кристаллах большей толщины из-за многократного рассеяния, связанного с тепловыми колебаниями атомов решетки, рассеяния на электронах и на дефектах кристалла, происходит нарушение режима устойчивого движения частиц в каналах, что приводит к деканалированию. С другой сто-

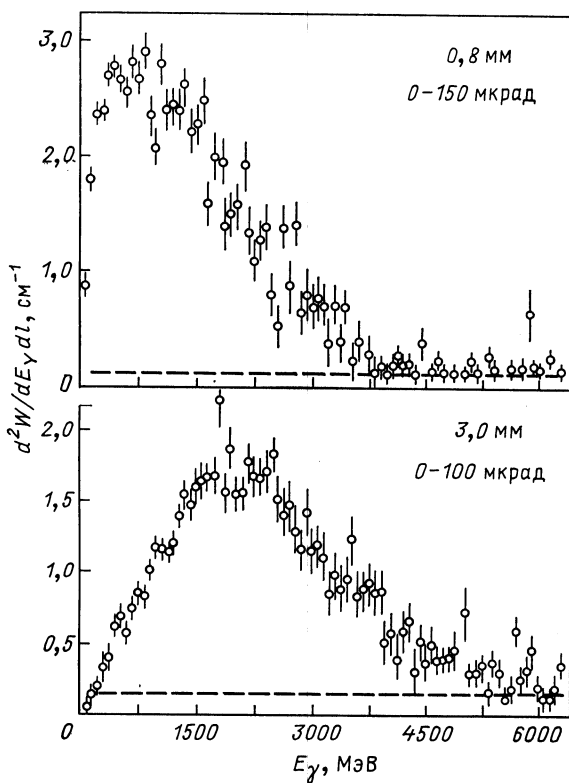


Рис. 43. Экспериментально измеренная спектральная плотность излучения в кристаллах кремния. Пунктирной линией показана спектральная плотность излучения из алюминия той же толщины

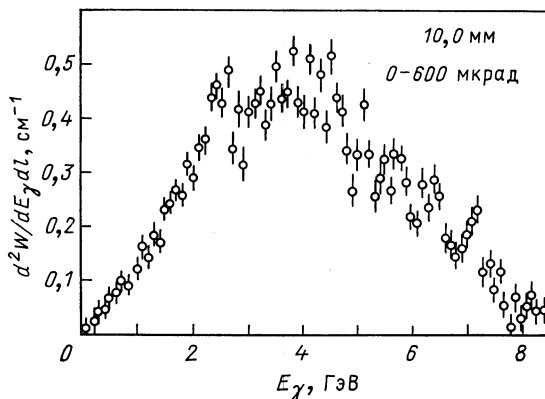


Рис. 44. Экспериментально измеренная спектральная плотность излучения в монокристалле кремния толщиной 10 мм

роны, при движении частиц вдоль цепочки атомов вероятность излучения заметно больше, чем в аморфном веществе. Это приводит к тому, что в толстых кристаллах возможно излучение нескольких фотонов одним электроном, которые воспринимались гамма-спектрометром как один  $\gamma$ -квант суммарной энергии. В связи с этим в нашем случае экспериментально измеренная спектральная плотность излучения

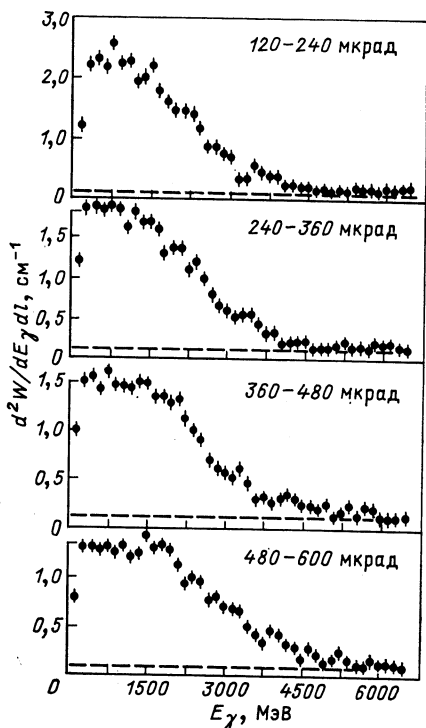


Рис. 45. Экспериментально измеренная спектральная плотность излучения электронов в кристалле кремния толщиной 0,8 мм для событий с различными углами входа относительно оси

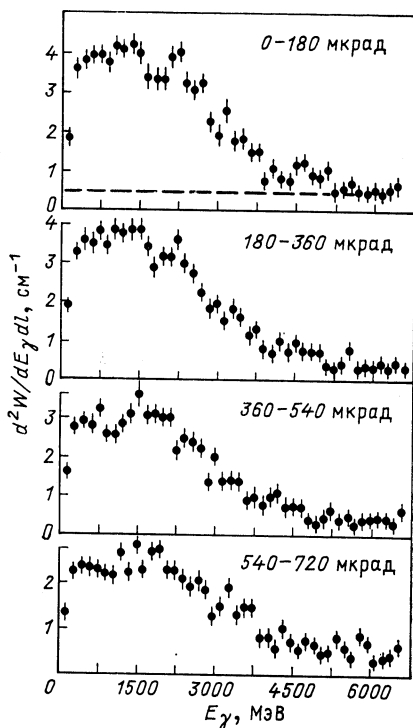


Рис. 46. Экспериментально измеренная спектральная плотность излучения электронов в кристалле германия толщиной 0,5 мм для событий с различными углами входа относительно оси

в исследуемых образцах является проинтегрированной по нескольким  $\gamma$ -квантам. Такие распределения для монокристаллов кремния толщиной 0,8 и 3,0 мм приведены на рис. 43. Аналогичное распределение для монокристалла кремния толщиной 10 мм представлено на рис. 44. На рис. 45 и 46 показана экспериментально измеренная спектральная плотность излучения для монокристаллов кремния толщиной 0,8 и германия толщиной 0,5 мм для событий с различными углами входа относительно оси. Эти распределения иллюстрируют тот факт,

что с увеличением угла между падающим пучком электронов и направлением оси потери энергии меняются слабо. Тем не менее наблюдается некоторое уширение распределений с одновременным уменьшением интенсивности излучения. По-видимому, это связано с увеличением вклада в экспериментально измеренную спектральную плотность излучения высокоэнергетического тормозного излучения

надбарьерных электронов с одновременным уменьшением вклада от каналированных частиц, имеющих наибольшую вероятность излучения, а следовательно, и наиболее сильно искаженных из-за регистрации нескольких фотонов. На рис. 47, а приведена зависимость средних потерь энергии электронов, прошедших тонкий монокристалл кремния, от полярного угла входа относительно оси. Данная зависимость показывает, что средние относительные потери энергии электронов

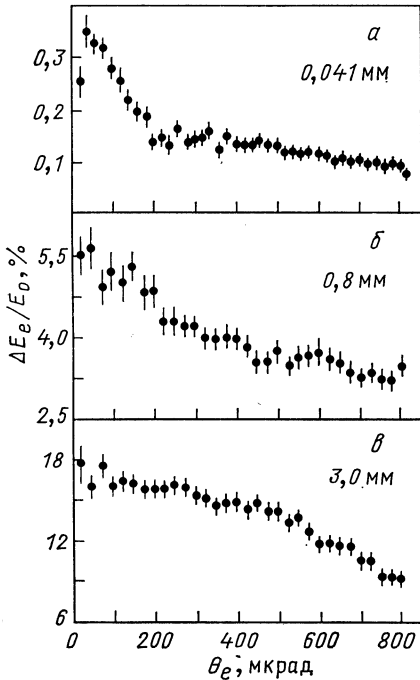


Рис. 47. Зависимость средних относительных потерь энергии электронов, прошедших монокристаллы кремния различной толщины, от полярного угла входа частиц относительно оси кристалла

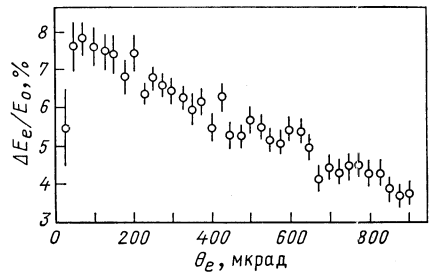


Рис. 48. Зависимость средних относительных потерь энергии электронов в монокристалле германия толщиной 0,5 мм от полярного угла входа в мишень относительно оси  $\langle 111 \rangle$

в пределах критического угла каналирования (около 130 мкрад) составляют около 0,28, а надбарьерные около 0,12 %. Аналогичные распределения для монокристаллов толщиной 0,8 и 3,0 мм представлены на рис. 47 (б, в). Для этих распределений характерна более слабая ориентационная зависимость средних относительных потерь энергии электронов. Видно, что для кристаллов толщиной 0,8 и 3,0 мм средние относительные потери энергии электронов вблизи направления оси составляют около 5,1 и 16,3 % соответственно. Для образца кремния толщиной 10 мм средние относи-

тельные потери энергии частиц достигают примерно 30 %. Распределение, характеризующее средние относительные потери энергии электронов в монокристалле германия толщиной 0,5 мм представлено на рис. 48. Из рисунка следует, что 7—8 % энергии первичного пучка, прошедшего кристалл германия под малыми углами к направлению кристаллографической оси  $\langle 111 \rangle$ , трансформируется в энергию  $\gamma$ -излучения. Для сравнения отметим, что соответствующее значение, измеренное в тех же экспериментальных условиях, для аморфной мишени из алюминия толщиной 0,95 мм равно 0,35 %.

В заключение автор выражает благодарность академикам Н. Н. Боголюбову и А. М. Балдину, профессору Н. Е. Тюрину за поддержку данной работы, Э. И. Денисову, В. И. Глебову, М. А. Кумахову, В. А. Базылеву, В. И. Туманову — за помощь в работе и обсуждения, а также коллективам Лаборатории высоких энергий ОИЯИ и персоналу ускорителя ИФВЭ в Серпухове за помощь при проведении исследований.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kumakhov M. A. // Phys. Lett. Ser. A. 1976. Vol. 57. P. 17.
2. Мирошниченко И. И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29. С. 786; Авакян Р. О. и др. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. Вып. 6. С. 1825.
3. Головатюк В. М., Иванченко И. М., Кадыров Р. Б. и др. Препринт ОИЯИ Д1-81-592. Дубна, 1981; FERMI LAB Pub-81/34-Exp, Batavia, 1981; Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 48, N 7. P. 488—492; Nucl. Instr. and Methods. 1982. Vol. 194, N 113. P. 239—241.
4. Булгаков Н. К., Водопьянов А. С., Войтковска И. и др. Препринт ОИЯИ 1-83-731. Дубна, 1983.
5. Булгаков Н. К., Водопьянов А. С., Войтковска И. и др. Препринт ОИЯИ 1-83-603. Дубна, 1983; Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. С. 462—465.
6. Булгаков Н. К., Водопьянов А. С., Войтковска И. и др. Препринт ОИЯИ 1-83-621. Дубна, 1983.
7. Булгаков Н. К., Водопьянов А. С., Головатюк В. М. и др. Препринт ОИЯИ 1-83-640. Дубна, 1983.
8. Булгаков Н. К., Водопьянов А. С., Войтковска И. и др. Препринт ОИЯИ P1-85-27. Дубна, 1985.
9. Булгаков Н. К., Водопьянов А. С., Войтковска И. и др. Препринт ОИЯИ P1-85-28. Дубна, 1985.
10. Булгаков Н. К., Водопьянов А. С., Войтковска И. и др. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. Вып. 5. С. 1527—1535.
11. Булгаков Н. К., Водопьянов А. С., Войтковска И. и др. Препринт ОИЯИ 1-84-630. Дубна, 1984.
12. Булгаков Н. К., Водопьянов А. С., Войтковска И. и др. Препринт ОИЯИ 1-84-639. Дубна, 1984.
13. Булгаков Н. К., Водопьянов А. С., Войтковска И. и др. Препринт ОИЯИ 1-84-372. Дубна, 1984.
14. Булгаков Н. К., Водопьянов А. С., Войтковска И. и др. Препринт ОИЯИ P1-85-670. Дубна, 1985.
15. Булгаков Н. К., Водопьянов А. С., Войтковска И. и др. Препринт ОИЯИ P1-85-671. Дубна, 1985.
16. Булгаков Н. К., Водопьянов А. С., Войтковска И. и др. Препринт ОИЯИ P1-85-672. Дубна, 1985.

17. **Водопьянов А. С., Войтковска И., Головатюк В. М. и др.** Препринт ОИЯИ P13-82-547. Дубна, 1982; Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 241. P. 353—362.
18. **Бавижев М. Д., Булгаков Н. К., Водопьянов А. С. и др.** Препринт ОИЯИ P13-81-644. Дубна, 1981; Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 206. P. 379—383.
19. **Войтковска И., Головатюк В. М., Гузик Э. и др.** Препринт ОИЯИ P13-82-374, Дубна, 1982; Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 215. P. 135—140.
20. **Бавижев М. Д., Булгаков Н. К., Войтковска И. и др.** Препринт ИФВЭ 82-74 ОП, Серпухов, 1982.
21. **Булгаков Н. К., Войтковска И., Головатюк В. М. и др.** ПТЭ, 1986, т. 4, с. 53—56.
22. **Булгаков Н. К., Войтковска И., Головатюк В. М. и др.** Препринт ОИЯИ 13-84-676, Дубна, 1986.
23. **А. И. Ахиезер и др.** Препринт ХФТИ 77-38. Харьков, 1977; **Байер В. Н. и др.** Препринт ИЯФ 81-139. Новосибирск, 1981; **Vaier V. N. e.a.**//Phys. Lett. 1979. Vol. 73A. P. 414; **Базылев В. А. и др.**//ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 608. **Байер В. Н. и др.** Препринт ИЯФ 84-116. Новосибирск, 1984; **Khokonov M. Kh.**//Radiation Effects. 1984. Vol. 80. P. 93; **Зимин Н. И.** Препринт ОИЯИ 1-83-729. Дубна, 1983; **Шульга Н. Ф. и др.**//ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 250; **Ахиезер А. И. и др.**//УФН. 1982. Т. 137. С. 561; **Зимин Н. И.** Препринт ОИЯИ P1-83-294, Дубна, 1983.